



HAL
open science

Couplage bidirectionnel feu-atmosphère pour la propagation des incendies de forêt : modélisation, incertitudes et sensibilités

Aurélien Costes

► **To cite this version:**

Aurélien Costes. Couplage bidirectionnel feu-atmosphère pour la propagation des incendies de forêt : modélisation, incertitudes et sensibilités. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2021. Français. NNT : 2021TOU30212 . tel-03641042

HAL Id: tel-03641042

<https://theses.hal.science/tel-03641042v1>

Submitted on 14 Apr 2022

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

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

Présentée et soutenue le *11 mai 2021* par :

AURÉLIEN COSTES

**Couplage bidirectionnel feu-atmosphère pour la
propagation des incendies de forêt : modélisation,
incertitudes et sensibilités**

JURY

FRANÇOIS PIMONT	INRAE	Rapporteur
ALBERT SIMEONI	Worcester Polytechnic Institute	Rapporteur
ARNAUD TROUVÉ	University of Maryland	Rapporteur
JEAN-BAPTISTE FILIPPI	CNRS	Examineur
CÉLINE MARI	CNRS	Examinatrice
CHRISTINE LAC	Météo-France	Directrice
MÉLANIE ROCHOUX	Cerfacs	Co-Directrice
VALÉRY MASSON	Météo-France	Invité

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de Recherche :

CNRM/Centre National de la Recherche Météorologique (UMR 3589)

CECI/Climat Environnement Couplages Incertitudes (UMR 5318)

Directrices de Thèse :

Christine LAC et Mélanie ROCHOUX

Rapporteurs :

François PIMONT, Albert SIMEONI et Arnaud TROUVÉ

Remerciements

Quelques mois ont passé depuis la soutenance et il est maintenant temps de remercier ceux qui ont rendu ce travail possible. Je tiens à remercier d’abord le jury pour avoir accepté d’évaluer mon travail. Merci à François Pimont, Albert Simeoni et Arnaud Trouvé d’avoir lu avec grand soin mon manuscrit et d’y avoir apporté des commentaires très pertinents. Merci à Jean-Baptiste Filippi pour son accueil chaleureux lors de mon séjour à Corté et nos discussions passionnantes. Je tiens à remercier Céline Mari qui a gentiment accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie mes encadrants, Christine Lac, Mélanie Rochoux et Valéry Masson, de m’avoir intégré au monde de la recherche et de m’avoir accompagné dans le long chemin de ma thèse.

Merci à l’équipe PhyNH du CNRM de m’avoir accueilli pendant presque deux ans. Je remercie l’équipe GlobC du CERFACS pour son accueil chaleureux.

Merci à toutes les équipes techniques, au CNRM et au CERFACS, de m’avoir permis de réaliser ces travaux, Paul, Fred, Isabelle, Fabrice, Gérard, et tous les autres. Merci à Beaufix, Belenos, et Scylla d’avoir bien travaillé et d’avoir veillé sur mes données pendant cette thèse.

Merci aux copains du CNRM, Quentin pour les jeudis soir festifs, Léo mon co-bureau avec qui j’ai passé de très bonnes soirées au Bikini, Marc toujours là pour m’éclairer dans le monde si complexe de la météo, Thomas qui m’a toujours donné l’espoir de debugger sa version de MesoNH, Zied la bonne humeur incarnée, César le grand champion du ping pong, Morgane, Arthur, PA, Clément, Damien, et tous les autres. Une pensée pour Ouria et Régine mes fidèles amies du café avec qui j’ai apprécié chaque minute de discussion.

Merci aux copains du CERFACS, Adèle, les nombreux Thomas, Etienne, Julien, Jean, Aurélien, Svenya, Saloua, Victoria, Bastien, Siham et tous ceux avec qui j’ai partagé un café.

Un petit mot aussi pour la team Cerfacs7. Victor, mon acolyte de GlobC, j’ai découvert un véritable ami pendant ces 3 ans ensemble. Thomas, mon partenaire de grimpe, mon coach, un jour tu sais je serai l’apprenti qui dépassera le maître. Comme dirait notre ami Eren : “Tatakæ”. Willca, avec qui j’ai plus fait de fermetures du CERFACS que de fermetures de bars. Nos délires se tournent plutôt en onomatopées mais deux petits mots qui te feront sourire : “Finito Pipo”. Guillaume, mon ailier dans les airs et mon responsable compilation/optimisation sur la terre. J’espère qu’on ira chasser ensemble les pirates de l’espace encore longtemps.

Un grand merci à tous mes amis Fragiles : GK, Luc, Max, Robin, Axel et Coco pour leur soutien sans faille pendant ces années. Merci à Louis, pour toutes ces soirées incroyables au Bikini ou au manoir avec les colocs. Je remercie ma meilleure amie Wafa pour son soutien et sa bonne humeur communicative. Une pensée pour tous mes amis toulousains, Omar, Xavier, Giovana, Maxime, Simon, Morgane, Hadjar, Alexandre (au pluriel), Lison, Kike, Florent, Lolo, Nadia, Lucile, Kevin, Jérémie, Sophie, Thomas, William et tous les autres. Merci aussi à mes amis Tunisiens, Yass, Anis, Raña, Momo, Nour, Saif, Hachem, Sami et tous les autres.

Un remerciement aussi pour OGN Empires, Morgan, pour m’avoir fait redécouvrir un des jeux de mon enfance et qui m’a fait tenir les longues soirées de rédaction pendant le confinement.

J'ai une pensée émue pour ma famille, qui m'a toujours soutenue dans mes projets. Maman, tu m'as toujours encouragé à aller plus loin et tu as toujours été là dans les bons comme dans les moins bons moments, et pour cela je ne serai jamais assez reconnaissant, merci.

Papa, discret mais toujours à mes côtés, une épaule sur laquelle s'appuyer sans jamais faillir. Merci pour tout. J'espère qu'un jour, un petit bout de mon travail te rendra la vie plus facile dans ta lutte contre les incendies.

Mon Frero, mon meilleur ami, souvent loin des yeux toujours près du cœur. Tu as été d'un grand soutien pendant toutes ces années. C'est promis, un jour on ira voyager à moto ensemble.

Merci à tous les membres de ma famille, Christophe, Colette, Mamie Paulette, Tatie Maryse, Tata Brigitte, Lucie, Maryse, Sandra, Jérôme, Brune, tous mes petits cousins, et tous les autres, de m'avoir toujours encouragé.

Merci à ceux que l'on oublie souvent, nos chers amis les animaux, Newton, P&P, et les autres, qui ne parlent pas notre langue, certes, mais nous procurent beaucoup de bonheur dans leurs gestes et leurs émotions.

Et puisque l'on garde toujours le meilleur pour la fin, je voudrais partager quelques mots pour mon grand père Jacky. Cette thèse, elle est pour toi. Tu as toujours été un exemple pour moi, un grand Homme, dévoué à la protection nos belles forêts. On a passé de très bons moments ensemble, parmi les meilleurs de ma vie : la pêche, les balades dans la forêt, les travaux dans le camping, et la cuisine avec Mamie. Quand j'ai vu le sujet de cette thèse, je n'ai pas hésité une seconde, il fallait que je rende la pareille à ma famille et espérer, peut-être, mériter d'être la 4e génération de défenseurs de la forêt contre les incendies.

Résumé

Les incendies de forêt font partie des phénomènes naturels destructeurs représentant un enjeu écologique majeur et un problème pour la sécurité des populations. La propagation d'un incendie aux échelles géographiques (*i.e.* pour un incendie de plusieurs dizaines voire centaines d'hectares) peut être modélisée en adoptant une description simplifiée du feu, sous la forme d'un front unidimensionnel se déplaçant sur surface combustible hétérogène, et en l'intégrant au sein d'un modèle de météorologie locale. Lorsque le modèle atmosphérique et le modèle de feu s'échangent des informations comme le vent de surface et les flux de chaleur générés par l'incendie, on parle de modèle couplé feu-atmosphère.

Dans ces travaux de thèse, le modèle de feu BLAZE a été développé et intégré au modèle de météorologie de méso-échelle MÉSONH afin de reconstruire la chronologie détaillée d'un incendie et de fournir ainsi un cadre d'étude des interactions entre un incendie et la micro-météorologie. Le modèle couplé MÉSONH-BLAZE a été validé sur le brûlage dirigé FireFlux I, un feu de prairie d'une trentaine d'hectares.

La réponse du modèle couplé MÉSONH-BLAZE à différents choix de modélisation et différents scénarios atmosphériques a été étudiée pour quantifier les incertitudes associées aux quantités d'intérêt (la position et les flux de chaleur sensibles du front de feu par exemple) et identifier les paramètres les plus influents. Les résultats ont montré une influence significative de la turbulence atmosphérique sur la vitesse de propagation et le vent induit par le feu. L'étude de sensibilité a également montré l'impact de la vitesse de propagation à la tête du front de feu à la vitesse du vent de surface, à l'indice foliaire et à la température d'inflammation de la paramétrisation de Balbi. Les flux de chaleur sensible et latente sont quant à eux principalement influencés par la charge de combustible mort et la teneur en humidité du combustible mort, respectivement.

Dans sa version standard, le modèle atmosphérique MÉSONH repose sur l'hypothèse anélastique. Celle-ci permet de supprimer les ondes acoustiques dans l'atmosphère en négligeant les variations horizontales et temporelles de densité de l'air dans l'équation de conservation de la masse. La validité de cette hypothèse est discutable au voisinage des zones de flammes sujettes à d'importants dégagements de chaleur. La version compressible de MÉSONH, qui ne fait pas d'hypothèse sur la densité de l'air dans l'équation de continuité, développée précédemment pour l'atmosphère sèche, a été étendue à l'atmosphère humide dans le cadre de cette thèse. Elle a tout d'abord été appliquée sur des cas dynamiques simplifiés. Puis une comparaison entre les systèmes anélastique et compressible a été réalisée à l'aide du modèle couplé MÉSONH-BLAZE sur le cas FireFlux I. Les résultats ont montré que les effets compressibles deviennent importants à très haute résolution spatiale (10 m), en induisant une accélération du vent horizontal à l'avant du front de feu qui tend à accélérer la propagation du front de flamme, et en déclenchant une activité ondulatoire augmentant l'énergie spectrale des plus courtes longueurs d'onde. Ces structures de fine échelle nécessiteront une validation approfondie, mais montrent un certain degré de réalisme. Le système MÉSONH-BLAZE fournit un cadre numérique pour mieux comprendre les processus atmosphériques associés à un incendie tels que la dynamique de panache.

Abstract

Wildfires are among the destructive natural phenomena that represent a major ecological challenge and a problem for public safety. Fire spread on geographical scales (*i.e.* for a wildfire of several tens or even hundreds of hectares) can be modelled by assuming a simplified description of the fire, in the form of a one-dimensional front moving over a heterogeneous combustible surface, and by embedding it within a local weather model. When the atmospheric model and the fire model exchange information such as surface wind and heat fluxes generated by the fire, it is referred to as a coupled fire-atmosphere model.

In this thesis work, the fire model BLAZE was developed and integrated with the mesoscale meteorological model MÉSONH in order to reconstruct the detailed chronology of a fire and thus provide a framework for studying wildfire and micro-meteorology interactions. The coupled MÉSONH-BLAZE model has been validated on the FireFlux I prescribed burn, a tall grass fire of about 30 hectares.

The response of the coupled MÉSONH-BLAZE model to different modeling choices and atmospheric scenarios was studied to quantify the uncertainties associated with the quantities of interest (the position and sensitive heat fluxes of the fire front for example) and to identify the most influential parameters. The results showed a significant influence of atmospheric turbulence on the propagation speed and the wind induced by the fire. The sensitivity study also showed the impact of the propagation speed at the head of the fire front on the surface wind speed, the leaf area index and the ignition temperature of the Balbi's parameterization. Sensitive and latent heat fluxes are mainly influenced by the dead fuel load and the moisture content of the dead fuel, respectively.

In its standard version, the atmospheric model MÉSONH is based on the anelastic assumption. This allows to suppress acoustic waves in the atmosphere by neglecting horizontal and temporal variations in air density in the mass conservation equation. The relevance of this hypothesis is questionable in the vicinity of flame zones subject to important heat releases. The compressible version of MÉSONH, which does not make a specific assumption on air density in the continuity equation, previously developed for the dry atmosphere, has been extended to the humid atmosphere in this thesis. It was first applied on simplified dynamic cases. Then a comparison between anelastic and compressible systems was performed using the coupled model MÉSONH-BLAZE on the FireFlux I case. The results showed that the compressible effects become important at very high spatial resolution (10 m), by inducing a horizontal wind acceleration in front of the fire front which tends to accelerate the fire rate of spread, and by triggering a wave motion activity increasing the spectral energy of the shortest wavelengths. These fine-scale structures will require further validation, but show a certain degree of realism. The MÉSONH-BLAZE system provides a numerical framework to better understand the atmospheric processes associated with a fire such as plume dynamics.

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
Abstract	vii
Table des matières	ix
Introduction	1
I Introduction à la problématique des incendies de forêt	11
I.1 Introduction	11
I.2 Le risque des incendies de forêt	15
I.3 Phénoménologie du feu	22
I.4 Modélisation du comportement des incendies de forêt	30
I.5 Validation des modèles couplés feu-atmosphère	45
I.6 Incertitudes et sensibilités dans la modélisation d'un incendie	49
I.7 Problématiques de la thèse	62
II Développement et validation du modèle couplé MésONH-Blaze	65
II.1 Introduction	65
II.2 Contributions scientifiques de l'article	67
II.3 Compléments à l'article sur la stratégie de couplage	121
II.4 Compléments à l'article sur l'initialisation	134
II.5 Conclusion	141
III Développement et évaluation d'une version compressible de MésONH	145
III.1 Introduction	145
III.2 L'approximation anélastique de MÉSONH	148
III.3 La formulation compressible de MÉSONH	153
III.4 Application au cas FireFlux I	171
III.5 Conclusion	195
IV Analyse de sensibilité paramétrique du modèle Blaze	197
IV.1 Introduction	197
IV.2 Inventaire des incertitudes du système couplé MÉSONH-BLAZE	200
IV.3 Méthodes de calcul des indices de sensibilité de Sobol	204
IV.4 Résultats de l'analyse de sensibilité globale	210
IV.5 Conclusion	220
Conclusions et Perspectives	221

Annexe A Définitions préliminaires	229
Annexe B Diagnostic des problèmes de parallélisation de MésoNH-ForeFire	235
Annexe C Calibrage de la viscosité artificielle dans Blaze	237
Annexe D Équations thermodynamiques	239
D.1 Système anélastique	239
D.2 Système compressible	240
Annexe E Condition limite radiative au sommet	243
Annexe F Évaluation des méthodes de calcul des indices de Sobol	257
Bibliographie	261

Introduction

« Là où le feu est passé, il est impossible de retrouver son chemin. »

Joëlle Zask

Les catastrophes naturelles font, chaque année, des dégâts matériels et humains considérables. Parmi ces catastrophes, les récents feux, d'une extrême intensité, ayant eu lieu en Californie, au Portugal ou en Australie, ont propulsé les incendies sur le devant de la scène médiatique sous le nom de "mégafeux", désignés par la communauté scientifique par le terme d'"événement extrême incendie" [Tedim et al., 2018]. L'intensité du feu est un des critères pour caractériser un événement comme extrême avec la vitesse de propagation et des effets atmosphériques tels que les sautes de feu et la pyroconvection [Fromm et al., 2010]. On peut estimer la puissance d'un incendie par la quantité d'énergie qu'il dégage le long de la ligne de front qui correspond à la limite entre la zone en train de brûler et la zone de végétation imbrûlée (Figure 1). Lorsque les incendies prennent de l'ampleur, les moyens de les contrôler, comme les bombardiers d'eau, deviennent inefficaces. La limite des moyens d'extinction est de l'ordre de quelques MW m^{-1} , alors que les incendies extrêmes peuvent dégager plus de 100 MW m^{-1} . La capacité d'anticipation de la propagation d'un incendie inarrêtable, au comportement parfois erratique, constitue un enjeu crucial de sécurité des personnes et des biens. L'air chauffé au niveau du foyer de l'incendie monte, formant une colonne ascendante, appelée panache thermo-convectif (Figure 1), pouvant monter jusqu'à des altitudes supérieures à 10 km. Le panache entraîne dans l'atmosphère des résidus de combustion sous forme d'aérosols et de gaz traces (comme le dioxyde de carbone ou les oxydes d'azote), produits des réactions de combustion. Ces émissions peuvent impacter la qualité de l'air à l'échelle régionale [Black et al., 2017]. Les incendies sont à la fois causes et conséquences du changement climatique. D'une part, ils participent activement aux émissions de gaz à effet de serre [Friedlingstein et al., 2019]. D'autre part, le changement climatique tend à augmenter les occurrences de conditions favorables aux incendies [Bowman et al., 2020; Fargeon et al., 2020], augmentant ainsi le risque incendie à l'avenir.

Les outils informatiques actuels permettent d'établir une représentation numérique de l'incendie, appelée modèle, créé dans le but de mieux comprendre les processus physiques, chimiques et biologiques favorisant la propagation du feu. La modélisation des incendies se heurte à un certain nombre de barrières et défis techniques. En particulier, les feux de forêt sont des phénomènes faisant intervenir une large gamme d'échelles spatiales et temporelles (de la combustion du végétal à la circulation atmosphérique régionale) [Morvan, 2011; Gollner et al., 2015]. Les modèles qui s'intéressent principalement aux processus physiques en jeu à petite échelle [Linn et al., 2002; Mell et al., 2007] sont capables de fournir une représentation fidèle d'un feu de forêt sur une petite surface de quelques hectares. Ces techniques de modélisation sont trop coûteuses en ressources numériques pour être appliquées à l'échelle d'un événement incendie (correspondant à un feu pouvant durer plusieurs jours et brûler plusieurs centaines d'hectares de forêt). Pour ces cas de figure, une autre approche est utilisée : les modèles couplés feu-atmosphère



Figure 1 – Incendie d’une forêt de niaoulis près de l’aéroport de La Tontouta en Nouvelle Calédonie en Décembre 2006. Photographie : E. Etchevers

comme MÉSONH-FOREFIRE [Filippi et al., 2018] ou WRF-SFIRE [Kochanski et al., 2019]. Ils utilisent un modèle météorologique pour représenter la circulation atmosphérique au voisinage de l’incendie en interaction bidirectionnelle avec un modèle de feu, décrivant le feu de manière simplifiée comme un front se déplaçant sur une surface hétérogène combustible. Les modèles couplés sont capables de représenter la modification de la micro-météorologie due à l’incendie et de calculer la rétroaction de ces modifications sur la propagation. Cette approche a l’avantage de pouvoir simuler des incendies à l’échelle d’un évènement pour un coût de calcul raisonnable mais ne permet pas encore de réaliser des prévisions en temps réel. Cependant, la modélisation explicite de l’interaction entre le feu et l’atmosphère au sein des modèles couplés rend ces outils pertinents pour étudier la dynamique d’un incendie.

Afin de gagner en simplicité d’utilisation et en robustesse numérique par rapport à MÉSONH-FOREFIRE (utilisé au début de la thèse), le modèle de feu BLAZE a été développé, pendant ce travail de thèse, au sein de MÉSONH. Il utilise des paramétrisations pour la vitesse de propagation et pour les flux de surface. MÉSONH fournit à BLAZE le vent de surface pour calculer l’influence du vent sur la vitesse de propagation, et BLAZE fournit à MÉSONH les flux de chaleur sensible et latente produits par le feu. Le modèle MÉSONH est par ailleurs couplé à la plateforme SURFEX pour les échanges avec la surface. L’ensemble MÉSONH-BLAZE forme le modèle couplé capable de simuler des évènements incendie en terme de propagation mais également d’impact sur l’atmosphère.

Le modèle atmosphérique MÉSONH repose sur une hypothèse largement utilisée dans le domaine météorologique, appelée hypothèse anélastique, considérant la stationnarité et l’homogénéité horizontale de la densité de l’air. Cette simplification permet d’augmenter significativement le pas de temps du modèle. Cependant, les forts dégagements de chaleur à proximité d’un incendie, induisant des gradients de densité horizontaux, peuvent remettre en question cette hypothèse. Suite aux développements d’une version préliminaire compressible de MÉSONH n’utilisant plus cette hypothèse [Rodier, 2014; Burgot, 2017], ce travail de thèse porte sur la validation,

l'ajustement à l'atmosphère humide de ce nouveau système d'équations, et son application sur un cas d'incendie, le brûlage dirigé FireFlux I (30 ha de prairie) [Clements et al., 2007; Filippi et al., 2013; Kochanski et al., 2013a].

Enfin, les modèles couplés, comme MÉSONH-BLAZE, sont des systèmes complexes composés d'un grand nombre de paramètres (dans les paramétrisations de flux de surface et de vitesse de propagation ainsi que les paramètres de couplage) qui peuvent être soumis à des incertitudes. Ces sources d'incertitudes peuvent impacter la qualité de la simulation de la propagation d'un incendie. Afin de réduire les incertitudes sur certains paramètres, des méthodes d'assimilation de données peuvent être exploitées [Rochoux et al., 2022]. Ces méthodes permettent de réaliser des réanalyses d'incendies accidentels en cherchant à reconstruire l'historique de l'évènement par la simulation. Elles utilisent des observations (la position du front de feu extraite d'images infrarouges par exemple) pour ajuster les paramètres du modèle afin d'obtenir un état plus réaliste au cours de l'évènement [Zhang et al., 2019]. Au vu du grand nombre de paramètres présents dans un système couplé, il est important de réduire le nombre de paramètres à corriger pour définir un problème d'assimilation de données bien posé et identifiable. Pour réaliser cette identification, une analyse de sensibilité globale a été réalisée sur les paramétrisations de la vitesse de front et de flux de chaleur utilisées dans BLAZE à partir des indices de Sobol afin de classer les paramètres par ordre d'importance.

Les problématiques de ce travail de thèse sont *i)* d'étudier la robustesse du modèle couplé feu-atmosphère MÉSONH-BLAZE sur la réponse du modèle aux différents choix de modélisation (incertitudes de modélisation, incertitudes paramétriques) et de comprendre les sensibilités entrées-sorties, et *ii)* de mettre en place des simulations d'ensemble pour adopter un point de vue stochastique qui est nécessaire au vu de la complexité du phénomène et des données observées encore très incomplètes [Prichard et al., 2019].

Cette thèse est articulée autour des trois points cités précédemment. Elle propose dans le Chapitre I une introduction à la problématique des incendies de forêt et à leur modélisation. La description des méthodes numériques et la validation du modèle couplé MÉSONH-BLAZE sont présentées dans le Chapitre II. La version compressible du modèle atmosphérique MÉSONH et son application au cas incendie sont décrits dans le Chapitre III. Enfin, les incertitudes liées au modèle couplé MÉSONH-BLAZE et l'identification des paramètres influents des paramétrisations de la vitesse du front de feu et des flux de chaleur sont présentées dans le Chapitre IV. Un chapitre de conclusion et d'ouverture à de futures applications du système couplé est finalement proposé.

Nomenclature

Abréviations

2WC	Two Way coupled
A2F	Atmosphere-to-Fire
ABL	Atmospheric Boundary Layer
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
CPU	Central Processing Unit
CST	Paramétrisation constante du flux de chaleur
DLR	Double Loop Reordering
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
EFFR	Explicit Fire Front Reconstruction
EnKF	Filtre de Kalman d'ensemble
EWAM	Exponential Weighted Average method
EWE	Extreme Wildfire Event
EXP	Paramétrisation exponentielle du flux de chaleur
EXS	Paramétrisation exponentielle du flux de chaleur avec smoldering
F2A	Fire-to-Atmosphere
FIT	Forward In Time
FL	Flame Length
FLI	Fireline Intensity
FWI	Fire Weather Index
GCS	Gal-Chen et Somerville Coordinate
IGN	Institut national de l'information géographique et forestière
LAI	Leaf Area Index
LES	Large-Eddy Simulation
LHS	Latin Hypercube Sampling
LR	Linear Regression
NFDRS	National Fire Danger Rating System
PNT	Prévision Numérique du Temps
PPM	Piecewise Parabolic Method
PyroCb	Pyro-cumulonimbus
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RMSE	Root Mean Square Error

RRTM Rapid Radiative Transfer Model
 SAM Simple Average Method
 SDIS Services Départementaux d'Information et de Secours
 SLEVE Smooth-Level Vertical Coordinate
 SPE Laboratoire Sciences Pour l'Environnement, Université de Corse
 TKE Turbulent Kinetic Energy
 UTC Universel Temps Coordonné
 WENO Weighted Essentially Non-Oscillatory
 WUI Wildland Urban Interface

Exposants

n indice de discrétisation temporelle

Indices

(x, y) coordonnées cartésiennes 2D

d relatif à l'air sec

h relatif à la chaleur sensible

i indice de la grille atmosphérique dans la direction x

j indice de la grille atmosphérique dans la direction y

k indice de la grille atmosphérique dans la direction z ou indice d'une cellule de feu contenue dans une cellule atmosphérique

l indice de la grille de feu dans la direction x

m indice de la grille de feu dans la direction y

ref état de référence

v relatif à la vapeur d'eau

w relatif à la chaleur latente

Symboles

c	vitesse du son	m s^{-1}
C_p	capacité thermique massique à pression constante	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
C_v	capacité thermique massique à volume constant	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
\mathcal{L}_m	enthalpie de condensation	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
\mathcal{L}_s	enthalpie de solidification	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
\mathcal{L}_v	enthalpie de vaporisation	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
e_i	vecteur directeur unitaire	
D	profondeur du front	m
E	énergie totale	J kg^{-1}

e	énergie cinétique turbulente (TKE)	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
g	constante gravitationnelle	9.81 m s^{-2}
\underline{n}	vecteur normal au front de feu	
N	fréquence de Brunt-Väisälä	s^{-1}
P	pression	Pa
P_{00}	pression de référence au niveau de la surface	Pa
r	corrélation de Pearson	
r_v	rapport de mélange de vapeur d'eau	kg kg^{-1}
r_w	rapport de mélange total des hydrométéores	kg kg^{-1}
\mathcal{R}	vitesse de propagation	m s^{-1}
R	constante des gaz parfaits	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
R_d	constante de l'air sec	$286.9 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
R_v	constante de la vapeur d'eau	$461.5 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
\mathcal{R}_0	vitesse de propagation sans vent ni pente	m s^{-1}
\mathcal{S}	surface sous-maille en train de brûler	
T	température	K
t	temps	s
T_v	température virtuelle	K
\underline{U}	vecteur vent	
t^a	temps d'arrivée du feu	s
u	vitesse du vent zonal (direction x)	m s^{-1}
v	vitesse du vent méridien (direction y)	m s^{-1}
w	vitesse du vent vertical (direction z)	m s^{-1}
α_f	fraction d'énergie relâchée dans la zone de flammes	
Γ	nombre de sous-division du maillage atmosphérique pour former le maillage de feu	
γ	coefficient adiabatique	
Δx	résolution du maillage atmosphérique (direction x)	m
Δx_f	résolution du maillage de feu (direction x)	m
$\tilde{\Delta}$	opérateur laplacien modifié	
ε_ϕ	coefficient de diffusion pour la fonction level-set	
λ	paramètre de raideur dans la méthode EFR	s^{-1}
Π	fonction d'Exner	
ρ	densité de l'air humide	kg m^{-3}

ρ_d	densité de l'air sec	kg m ⁻³
θ	température potentielle	
θ_v	température potentielle virtuelle	
∇	opérateur Nabla	
τ_f	temps de résidence du feu	s
τ_e	temps caractéristique de la paramétrisation EXS	s
ϕ	fonction level-set	
ψ	flux de chaleur du modèle de feu	
$\underline{\Omega}$	vitesse angulaire de la Terre	7.292 10 ⁻⁵ rad s ⁻¹
$\underline{\omega}$	vecteur tourbillon	s ⁻¹

Chapitre I

Introduction à la problématique des incendies de forêt

« Je courais partout, fou de joie. Enfin ! J'allais raconter à tout le monde que j'allais pouvoir quitter mon travail de bureau et devenir pompier professionnel ! Je me sentais fort, beau, invincible. Enfin, mon rêve se réalisait [...]. »

Jack Costes

I.1 Introduction

Les incendies de forêt représentent un enjeu mondial du fait de leur présence sur tous les continents (forêts boréales, méditerranéennes et tropicales, brousses australiennes, *etc.*) et leurs multiples impacts, notamment sur les écosystèmes, la qualité de l'air et le climat. Les incendies prennent aujourd'hui de telles ampleurs (en termes de vitesse de propagation, d'intensité de combustion, de nombre de foyers de combustion, de pyroconvection...) que le terme de "mégafeu" devient de plus en plus usité. Selon CALFIRE¹, agence de lutte contre les incendies en Californie, six des vingt plus grands incendies de l'histoire de la Californie se sont déroulés en 2020. Dans la littérature scientifique, le terme d'"événement extrême d'incendie" a été proposé récemment pour désigner ces événements, suite aux incendies catastrophiques ayant touché le Portugal en 2017 [Tedim et al., 2018]. Les incendies contribuent de manière significative à l'émission de polluants atmosphériques (gaz traces, aérosols) qui peuvent affecter la qualité de l'air régionale au sein de la couche limite atmosphérique [Turquety et al., 2014]. Ces émissions peuvent parfois atteindre de hautes altitudes (dans la zone de la haute troposphère et basse stratosphère) par pyroconvection [Fromm et al., 2010; Paugam et al., 2016]. Les aérosols peuvent alors être dispersés sur de très grandes distances à l'échelle de l'atmosphère [Khaykin et al., 2020]. Globalement, les émissions de dioxyde de carbone par les incendies de forêt correspondent à environ 26% des émissions anthropiques annuelles [van der Werf et al., 2010]. De plus, le monoxyde de carbone émis directement par les incendies peut par exemple induire la formation d'ozone, puissant gaz

1. *Department of Forestry and Fire Protection of California, www.fire.ca.gov*

à effet de serre [Cussac et al., 2020].

Les incendies de forêt sont des phénomènes faisant interagir des processus physiques, chimiques et biologiques très complexes intervenant sur une large gamme d'échelles spatiales et temporelles. La compréhension des processus fondamentaux qui régissent le comportement d'un incendie est un point-clé pour prévoir la propagation en surface, la dynamique atmosphérique induite et anticiper les risques. Les représentations numériques, communément appelées modèles, des incendies permettent de mettre en œuvre des outils aux objectifs variés (prévention des risques d'incendies, compréhension des processus fondamentaux, prévision de la propagation en cas de crise) faisant intervenir des méthodes mathématiques de complexité hétérogène en fonction de l'objectif poursuivi [Sullivan, 2009a,b,c]. L'observation des incendies et la réalisation de brûlages dirigés [Clements et al., 2007; Prichard and Ottmar, 2013; Ottmar et al., 2016b; Clements et al., 2019; Liu et al., 2019] dans des espaces instrumentés permettent de construire et enrichir des bases de données qui servent à évaluer la qualité des modèles numériques et à mener le long mais nécessaire processus de validation de ces modèles. La confrontation des simulations numériques à des campagnes de mesures est un aspect essentiel dans le développement scientifique et technique des modèles numériques.

Les modèles nécessitent l'utilisation d'un grand nombre de paramètres d'entrée qui peuvent représenter des grandeurs physiques (paramètres de combustible par exemple), inclure une physique non explicite dans les paramétrisations (paramètres d'efficacité de combustion par exemple) ou être liés à des aspects numériques. Ces paramètres sont parfois méconnus en raison de leur nature, de leur difficulté d'évaluation ou des limites de représentation de la physique associée. Les incertitudes paramétriques ont une influence sur la modélisation de la propagation. Il est alors pertinent d'étudier le comportement du modèle face à ces incertitudes et de mettre en œuvre des méthodes pour les réduire.

Ce travail de thèse participe au développement d'un modèle numérique couplé à un modèle atmosphérique visant à simuler le comportement d'un incendie de forêt, à l'échelle d'un événement, en fonction de la météorologie locale et des facteurs environnementaux (topographie du terrain, teneur en humidité de la végétation, propriétés des combustibles végétaux, *etc.*). Une évaluation de la capacité du modèle à représenter l'incendie et ses interactions avec l'atmosphère est réalisée en simulant un brûlage dirigé (FireFlux I). Un système d'équations pour l'atmosphère prenant mieux en compte les effets de compressibilité de l'air dans la conservation de la masse est ensuite proposé et évalué sur le même cas de brûlage dirigé. Des analyses de sensibilité par rapport aux paramètres physiques et numériques sont menées pour mieux comprendre la réponse du modèle et vérifier sa robustesse. L'impact des facteurs environnementaux sur la propagation de l'incendie et ses interactions avec l'atmosphère sont enfin étudiés de manière détaillée.

Ce chapitre est structuré comme suit. Il propose à la Section I.2, une vue d'ensemble des enjeux actuels associés aux incendies de forêt. Les processus physiques en jeu dans la propagation d'un incendie sont présentés à la Section I.3. Les approches de modélisation adoptées pour représenter de tels phénomènes et les moyens d'observations associés sont décrits respectivement aux Sections I.4 et I.5. Le concept d'incertitude et les enjeux liés à la réduction des incertitudes

dans les modèles couplés feu-atmosphère sont discutés à la Section I.6. Enfin, les problématiques abordées dans ce travail de thèse sont formulées à la Section I.7.

Sommaire

I.1	Introduction	11
I.2	Le risque des incendies de forêt	15
I.2.1	Un enjeu mondial	15
I.2.2	Le risque incendie en Europe et en France	18
I.3	Phénoménologie du feu	22
I.3.1	Triptyque entre combustion, transferts thermiques et pyrolyse	22
I.3.2	Les types de transferts thermiques et les régimes d'incendie associés	23
I.3.3	Structure tridimensionnelle des incendies	25
I.3.4	Les échelles spatio-temporelles en jeu dans un incendie	26
I.3.5	Phénomènes extrêmes	28
I.4	Modélisation du comportement des incendies de forêt	30
I.4.1	Différentes approches de modélisation	30
I.4.2	Modélisation à l'échelle du front de feu	30
I.4.2.a	Notions de front de feu et de vitesse de propagation	30
I.4.2.b	Paradigme lagrangien	32
I.4.2.c	Paradigme eulérien	33
I.4.3	Modélisation basée sur la mécanique des fluides	35
I.4.4	Modélisation couplée feu-atmosphère	37
I.4.4.a	Principe	37
I.4.4.b	WRF-SFIRE	39
I.4.4.c	MÉSONH-FOREFIRE	41
I.5	Validation des modèles couplés feu-atmosphère	45
I.5.1	Données issues d'incendies accidentels	45
I.5.2	Données issues d'incendies en environnement contrôlé	47
I.6	Incertitudes et sensibilités dans la modélisation d'un incendie	49
I.6.1	Introduction à la notion d'incertitude	49
I.6.2	Quantification et réduction des incertitudes	53
I.6.2.a	Approche ensembliste	53
I.6.2.b	Assimilation de données	53
I.6.3	Analyse de sensibilité	57
I.6.3.a	Principes	57
I.6.3.b	Méthodes locales versus méthodes globales	57
I.7	Problématiques de la thèse	62

I.2 Le risque des incendies de forêt

La notion de risque est définie comme la composition de la probabilité d'occurrence d'un évènement indésirable, appelé aléa, et d'un enjeu, représentant la gravité des conséquences de l'évènement sur des personnes, des biens ou des activités. Un incendie de grande ampleur dans une zone forestière reculée constitue un risque modéré, mais un incendie de moyenne ampleur proche d'une interface forêt-habitat (WUI/*Wildland Urban Interface*, en anglais) représente un risque plus important du fait des enjeux socio-économiques importants. Lorsque les deux composantes d'un risque, aléa et enjeu, sont importants, on parle de risque majeur.

I.2.1 Un enjeu mondial

En 2019, à l'échelle globale, onze hectares de végétation ont brûlé chaque seconde, soit une surface annuelle brûlée de plus de 3,4 millions de km², ce qui représente la superficie d'un pays comme l'Inde. Ce chiffre est cohérent avec les surfaces annuelles brûlées inventoriées entre 2001 et 2016, qui sont en moyenne égales à 3,8 millions de km² selon Chuvieco et al. [2018]. La Figure I.1 montre à l'échelle d'une semaine, le caractère global des incendies qui touchent de nombreuses régions du monde et une variété d'écosystèmes. Chaque point rouge représente un foyer actif détecté durant la semaine du 25 au 31 décembre 2019 par l'instrument satellitaire VIIRS [Schroeder et al., 2014]. Les incendies de biomasse constituent une source majeure de CO₂ dans l'atmosphère. La contribution des incendies dans les émissions de gaz à effet de serre représente l'équivalent de 26% des émissions de CO₂ anthropiques répertoriées sur la période 1997-2016 [Werf et al., 2017; Friedlingstein et al., 2019].

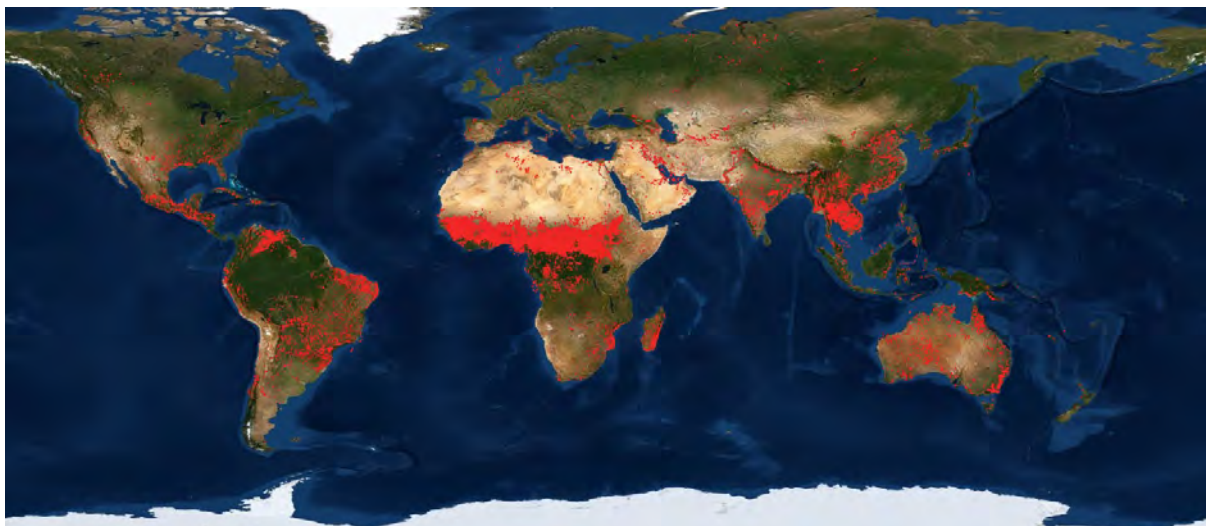


Figure I.1 – Carte globale des foyers actifs obtenue à partir des observations à 375 m de résolution acquises par l'instrument VIIRS (*Visible Infrared Imaging Radiometer Suite*), embarqué à bord des satellites Suomi-NPP et NOAA-20, et représentant les points chauds assimilés à des feux sur une période d'une semaine (25 au 31 décembre 2019) – *Source* : NASA, earthdata.nasa.gov/firms

Du fait de leurs importantes émissions en gaz à effet de serre et en aérosols, les incendies de forêt participent au changement climatique. Mais ils sont aussi touchés par le changement climatique qui favorise l'occurrence d'évènements météorologiques extrêmes (vents forts, vagues

de chaleur, sécheresse de la végétation) et l’allongement de la saison des incendies de forêt, ce qui a tendance à accroître leur fréquence et leur intensité [Wotton et al., 2017; Ruffault et al., 2018; Abatzoglou et al., 2019; Bowman et al., 2020]. L’augmentation du nombre d’incendies n’implique pas nécessairement une hausse des émissions liées au feu [Knorr et al., 2016]. Selon les scénarii climatiques envisagés, il peut apparaître des phénomènes de compensation, comme la dégradation plus rapide du combustible dans une atmosphère plus riche en CO_2 [Smith et al., 2001; Knorr et al., 2012], qui participent à limiter les émissions des incendies.

Les incendies de forêt de forte intensité peuvent durablement impacter la surface et la végétation en favorisant l’érosion et en modifiant les propriétés de perméabilité du sol [Ice et al., 2004; Moody et al., 2013; Caon et al., 2014]. Un écosystème confronté régulièrement à des feux intenses peut voir sa capacité de résilience diminuer et sa végétation changer au cours de sa régénération [Stevens-Rumann et al., 2018; Volkova et al., 2019]. Dans le cas récent des feux du Sud-Est de l’Australie en 2019-2020, l’intensité des incendies mesurée a été particulièrement élevée. La canopée, *i.e.* la strate supérieure du couvert végétal, y a été particulièrement touchée, ce qui indique que les incendies ont brûlé en surface mais aussi largement au niveau de la cime des forêts. Cela témoigne des très fortes intensités en jeu et des impacts durables sur les écosystèmes [New South Wales Government, 2020]. Une grande partie de la biodiversité régionale a été détruite, y compris dans des forêts tropicales jusqu’ici considérées comme des refuges aux incendies [Hyman et al., 2020; Nolan et al., 2020].



Figure I.2 – Panache d’un incendie en Californie en 2019 et d’un instrument lidar de l’équipe de Craig Clements utilisé pour caractériser le panache – *Photographie* : Jean-Baptiste Filippi

En raison des forts dégagements de chaleur au niveau des foyers de l’incendie, l’air y est chauffé, devient moins dense que l’air environnant et monte par effet de flottabilité en entraînant les produits de la combustion. La colonne ascendante ainsi formée est appelée panache thermoconvectif. Comme l’air devient moins dense en altitude, le panache finit par cesser son ascension à une altitude critique. Pour la plupart des incendies, l’altitude critique du panache thermo-

convectif est limité à la couche limite atmosphérique allant jusqu'à trois ou quatre kilomètres d'altitude (Figure I.2). Dans un tel panache, les émissions restent confinées dans la couche limite atmosphérique et leur impact est limité à l'échelle régionale du fait de la durée de vie relativement courte des différents composants impliqués. Cependant, lorsque l'incendie est particulièrement

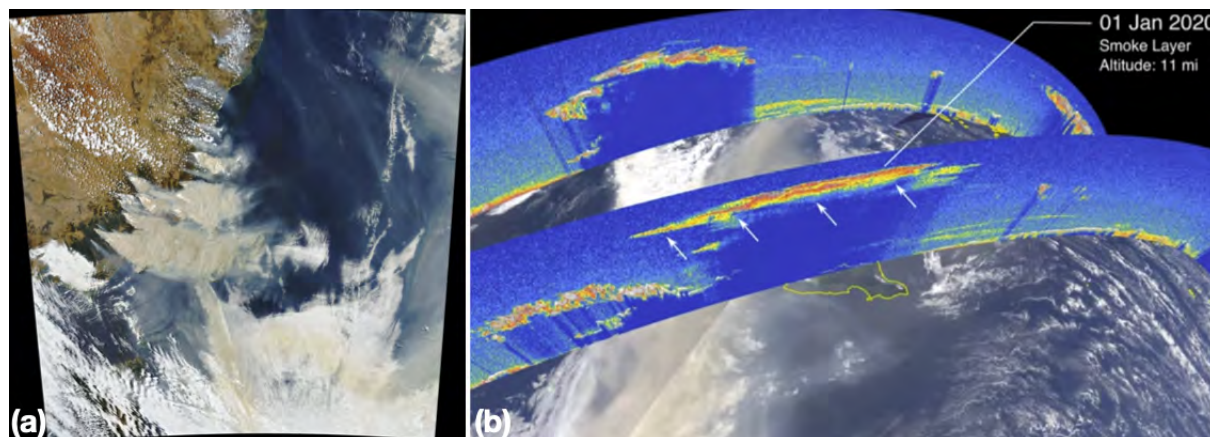


Figure I.3 – a) Image MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) dans le visible le 4 janvier 2020 – *Crédits* : NASA Earth Observatory/Joshua Stevens. b) Image de la structure verticale de l'atmosphère acquise le 1er janvier 2020 par l'instrument CALIPSO (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation*) à travers son système de lidar : le panache de fumées atteint 17.6 km (11 miles) d'altitude (les zones aux couleurs vives indiquent la présence d'une couche épaisse de fumées induites par les feux) – *Source* : NASA Langley/Roman Kowch

puissant et étendu, le panache peut dépasser le niveau de condensation par convection. Au-delà de cette altitude, la vapeur d'eau (qui est un produit principal de combustion) contenue dans l'air se condense et libère de la chaleur qui permet au panache de s'auto-alimenter en énergie permettant son ascension. Les nuages ainsi formés sont appelés pyrocumulus. Lorsque l'eau condensée se transforme en glace, ce qui accroît encore l'énergie ascendante du panache, on parle de pyrocumulonimbus. Ces phénomènes de convection profonde, appelés pyroconvection, peuvent transporter les émissions à plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude [Fromm et al., 2010; Paugam et al., 2016]. La Figure I.3 montre le panache des feux du Sud-Est Australien début 2020 avec un panache qui est monté à plus de 17 km d'altitude, dans la stratosphère. Lors d'événements extrêmes, les émissions peuvent parfois être comparées à des éruptions volcaniques modérées. Les émissions entraînées dans un tel panache peuvent ensuite être transportées sur de très grandes distances via les courants-jets de haute altitude [Khaykin et al., 2020]. Les incendies du Sud-Est de l'Australie en 2019-2020 ont par exemple produit des particules qui ont été détectées au-dessus de la côte Ouest de l'Amérique du Sud (Figure I.4).

Outre les émissions de dioxyde de carbone, la combustion incomplète associée aux incendies de forêt émet de multiples composés comme le monoxyde de carbone, les oxydes azotés et les particules fines $PM_{2.5}^2$ [Wegesser et al., 2009], pouvant avoir des effets néfastes sur la santé [Black et al., 2017]. Les récents incendies en Californie ont même eu un impact sur le nombre de décès des suites de la Covid-19 à San Francisco [Meo et al., 2020] du fait de la fragilité pulmonaire induite.

2. Particules fines avec un diamètres inférieur à 2.5 μm .

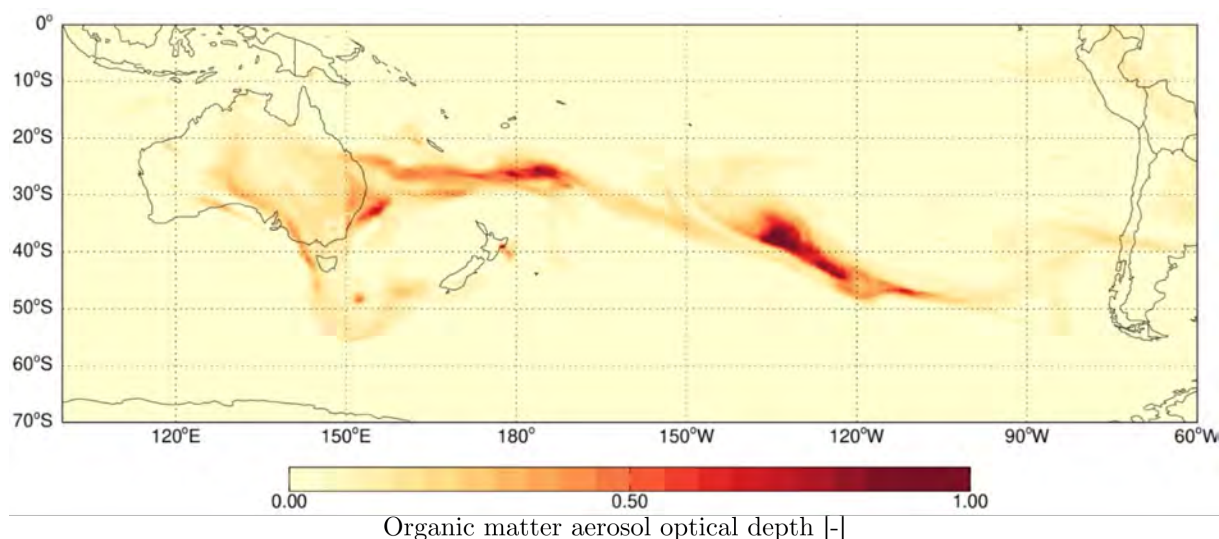


Figure I.4 – Prévision du transport des fumées (à partir de l'épaisseur optique des aérosols) des incendies du Sud-Est de l'Australie le 9 janvier 2020 à 22 h par le modèle CAMS, prévision initialisée le 7 janvier 2020 à minuit – Sources : Copernicus Atmosphere Monitoring Service/ECMWF

I.2.2 Le risque incendie en Europe et en France

En Europe, les récents incendies catastrophiques au Portugal en 2017, qui ont dévasté environ 500 000 ha [Turco et al., 2019], ont montré que l'Europe n'est pas épargnée par les incendies de grande ampleur. En France, le feu de Cestas de 1949 a détruit 52 000 ha et a fait 82 morts parmi les services de lutte en exhibant un caractère particulièrement éruptif. Ces chiffres paraissent relativement faibles par rapport à la saison 2019-2020 en Australie totalisant plus de 20 millions d'hectares brûlés et par rapport aux 418 000 ha du seul August Complex Fire survenu en Californie en 2020. L'échelle de ces phénomènes extrêmes n'est donc pas la même selon la région considérée. En Europe, la densité de population étant plus élevée, les risques restent très importants même si l'aléa incendie est de moindre ampleur qu'ailleurs. Les nombreuses interfaces forêt-habitat (WUI/ *Wildland Urban Interface* en anglais) associées à l'expansion urbaine exposent la population aux dangers des incendies et accentuent les risques de départ de feux d'origine anthropique [Modugno et al., 2016; Radeloff et al., 2018; Bento-Gonçalves and Vieira, 2020].

En moyenne, sur la période 2010-2019, 5 000 ha de forêt ont brûlé chaque année en France (Figure I.5a). La majorité des incendies sont de petite taille (< 1 ha) et seuls huit incendies de plus de 1000 ha ont été répertoriés sur la période 2010-2019 (Figure I.5b). Néanmoins, ces grands incendies représentent 28% de la surface brûlée totale sur cette même période. Ce sont ces événements peu probables et difficilement contrôlables qui sont les plus problématiques.

Sur le plan opérationnel, l'évaluation du risque incendie est principalement basée sur des indices de danger prenant en compte les facteurs météorologiques. Ces indices déterminent le potentiel d'une zone géographique à développer un incendie et l'intensité associée. L'un des indices les plus connus est le *Fire Weather Index* (FWI), développé initialement au Canada [Van Wagner et al., 1987] et adapté à de nombreux territoires. En France, cet indice est dénommé Indice de Feu Météorologique (IFM). MÉTÉO-FRANCE établit quotidiennement des cartes de cet in-

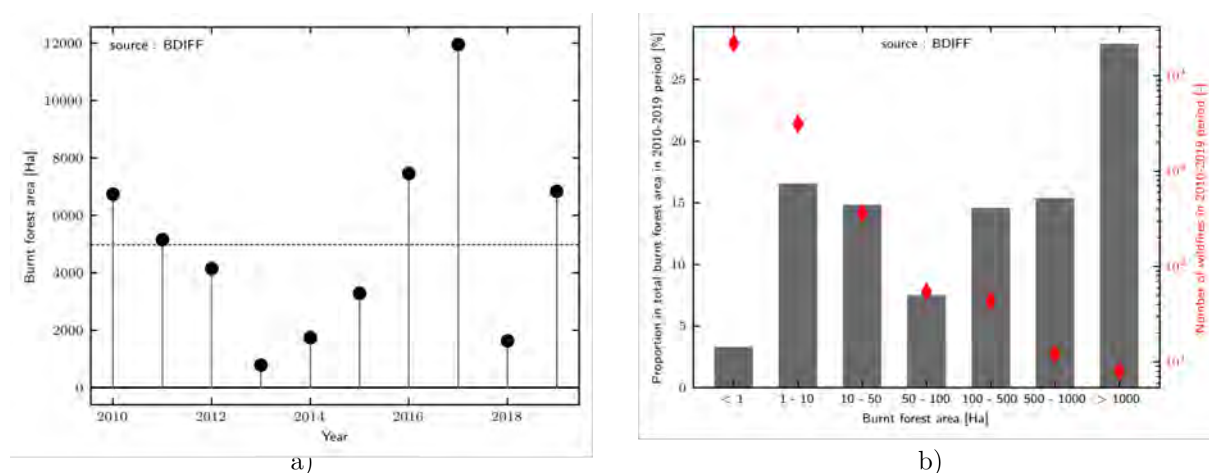


Figure I.5 – a) Evolution de la surface de forêt brûlée sur la période 2010-2019. La ligne horizontale en pointillé représente la moyenne sur la période 2010-2019. b) Proportion de la surface brûlée relative à la taille des incendies de forêt représentée par l'histogramme en gris. Les points rouges représentent par catégorie de surface brûlée, le nombre d'incendies sur la période 2010-2019. *Source* : BDIFF/Base de Données sur les Incendies de Forêts en France

dice pour les régions sujettes à des incendies de forêt (Sud-Est et bassin de l'Aquitaine) afin que les services de la sécurité civile puissent anticiper des stratégies de lutte. L'IFM calcule localement l'humidité des combustibles végétaux et l'intensité du feu qui pourrait en résulter. Il repose sur les observations météorologiques journalières comme le vent, l'humidité relative, la température ou encore le cumul de précipitations sur 24 h. L'IFM est construit en plusieurs étapes (Figure I.6), chacune d'entre elle représentant un indice intermédiaire. Parmi ces indices intermédiaires, les trois premiers sont relatifs à l'humidité des combustibles disponibles sur trois strates végétales différentes.

- i) Le *Fine Fuel Moisture Code* (FFMC) représente la teneur en humidité du combustible mort de surface faisant partie de la litière forestière (les feuilles, les brindilles et autres combustibles fins).
- ii) Le *Duff Moisture Code* (DMC) représente la teneur en humidité de la matière organique peu compacte en décomposition (l'humus).
- iii) Le *Drought Code* (DC) représente la teneur en humidité du sol profond (la matière organique compacte de profondeur).

Puis les deux indices intermédiaires suivants estiment le danger associé à la propagation d'un incendie en utilisant les indices d'humidité en entrées.

- iv) L'*Initial Spread Index* (ISI) intègre le FFMC et le vent pour estimer la propagation potentielle d'un incendie.
- v) Le BUI (*Build Up Index*) utilise le DMC et le DC pour estimer les dégagements potentiels d'énergie dans les combustibles lourds (par opposition aux combustibles légers pour l'ISI).

L'IFM est finalement calculé comme une agrégation de l'ISI et du BUI pour produire un indice global qui intègre les caractéristiques des indices précédents pouvant être retranscrits sous la forme d'un code couleur, allant d'un faible danger à un danger extrême.

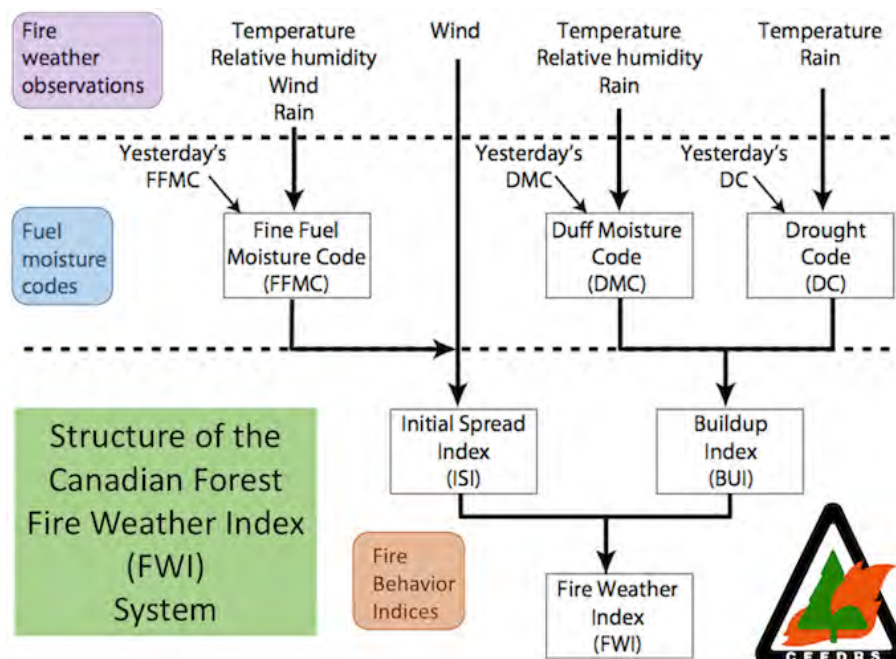


Figure I.6 – Représentation de la construction du *Fire Weather Index* (FWI). La première ligne correspond aux variables météorologiques observées pour le calcul des indices (bloc violet). La seconde ligne correspond aux indices intermédiaires associés à l’humidité des combustibles végétaux (bloc bleu). La troisième ligne correspond aux indices intermédiaires associés à l’estimation du comportement du feu (bloc vert). *Source* : www.nwgc.gov/publications/pms437/cffdrs/fire-weather-index-system

À noter qu’il existe d’autres indices de danger que l’IFM, comme par exemple le *National Fire Danger Rating System* (NFDRS) [Deeming et al., 1977; Bradshaw, 1984; Burgan, 1988] aux USA ou le *Forest Fire Danger Index* (FFDI) [Noble et al., 1980] en Australie. Le choix d’un indice de danger est lié à sa capacité à représenter l’activité observée des incendies dans un territoire donné [Viegas et al., 1999; Andrews et al., 2003; Dowdy et al., 2009; Arpacı et al., 2013].

Ces indices ont l’avantage d’être pratiques à calculer à partir d’observations ou de prévisions. Cependant, la propagation d’un éventuel incendie est déterminée à partir des propriétés locales du point de départ, ce qui peut limiter la précision de tels indicateurs. L’évolution d’un incendie dépend également des propriétés de la surface sur laquelle il s’étend comme le type de végétation (herbe, aiguilles de pin, etc.) ou le relief. Les services météorologiques opérationnels ont conscience des limitations de ces indices et ont besoin de les faire évoluer pour tenir compte de la réalité du terrain et des prévisions météorologiques qui sont produites à de plus en plus haute résolution.

Aujourd’hui, les modèles de prévision numérique du temps permettent d’évaluer, à plus ou moins long terme, les indices comme l’IFM car ils fournissent des prévisions des données météorologiques requises dans le calcul des indices de danger tels que l’IFM [Mölders, 2010; Di Giuseppe et al., 2020; Barbero et al., 2020]. L’IFM peut également être utilisé pour réaliser des projections du risque d’incendie dans les décennies à venir et dans les scénarios climatiques futurs. La Figure I.7 représente une projection climatique du nombre de jours avec un indice IFM supérieur à un seuil critique de 40. Non seulement ce nombre augmente d’ici 2100 pour des zones déjà sujettes à de forts risques d’incendies (notamment le Sud-Est de la France) mais de

nouveaux territoires pourraient être touchés par des incendies tels que les forêts au Nord de la Loire [Dupuy et al., 2020; Fargeon et al., 2020].

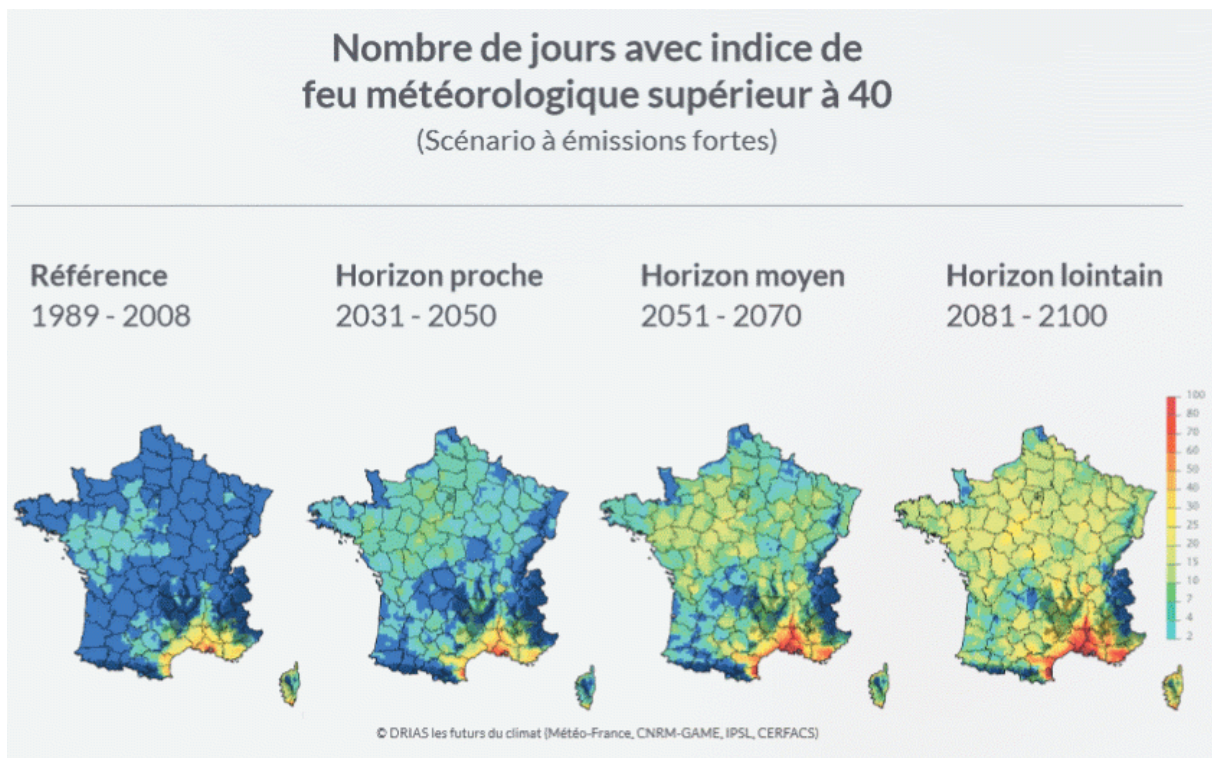


Figure I.7 – Projections climatiques du nombre de jours critiques avec un IFM supérieur à 40 en France pour différents horizons temporels (la période de référence est 1989-2008) dans le cas d'un scénario à émissions fortes. *Source* : MÉTÉO-FRANCE

L'évaluation du danger via des indices comme l'IFM ou le NFDRS propose d'anticiper les éventuels incendies en mettant en lumière les zones les plus à risque. Cependant, lorsqu'un incident se déclare, prévoir l'évolution du comportement de l'incendie est important pour établir la stratégie de lutte contre l'incendie et déployer les moyens sur le terrain. Le développement de tels outils nécessite la compréhension de la phénoménologie du feu.

I.3 Phénoménologie du feu

I.3.1 Triptyque entre combustion, transferts thermiques et pyrolyse

Un incendie de végétation est un phénomène complexe gouverné par des processus à la fois biologiques, physiques et chimiques. Initialement, le combustible est chauffé par une source de chaleur externe (par exemple, un mégot de cigarette ou l'impact de la foudre) jusqu'à l'initiation des réactions de combustion exothermiques. Ces réactions créent des produits de combustion comme de l'eau, du dioxyde de carbone ou des suies, et dégagent d'importantes quantités de chaleur. Cette chaleur est transmise au couvert végétal adjacent, ce qui accroît sa température, le dégrade thermiquement jusqu'à la libération de gaz de pyrolyse hautement inflammables. Ces gaz viennent brûler au contact de l'air ambiant, ce qui entretient la combustion. Si cette chaîne est brisée à l'un de ses maillons, alors les réactions de combustion s'arrêtent. La Figure I.8 représente les mécanismes fondamentaux associés à la propagation d'un incendie. L'incendie se propage donc par un déplacement progressif de la zone de flammes vers les combustibles végétaux. On appelle vitesse de propagation (*ROS/Rate of Spread*, en anglais) la vitesse de déplacement de la zone de flammes vers la zone de combustibles non-brûlés. Elle est définie comme la vitesse de déplacement de la frontière entre la zone non-brûlée et la zone de flammes (représentée par le trait pointillé sur la Figure I.8). Après le passage des flammes, il reste une combustion lente de braises, sans flammes, appelée *smoldering* en anglais, qui contribue fortement aux émissions de l'incendie.

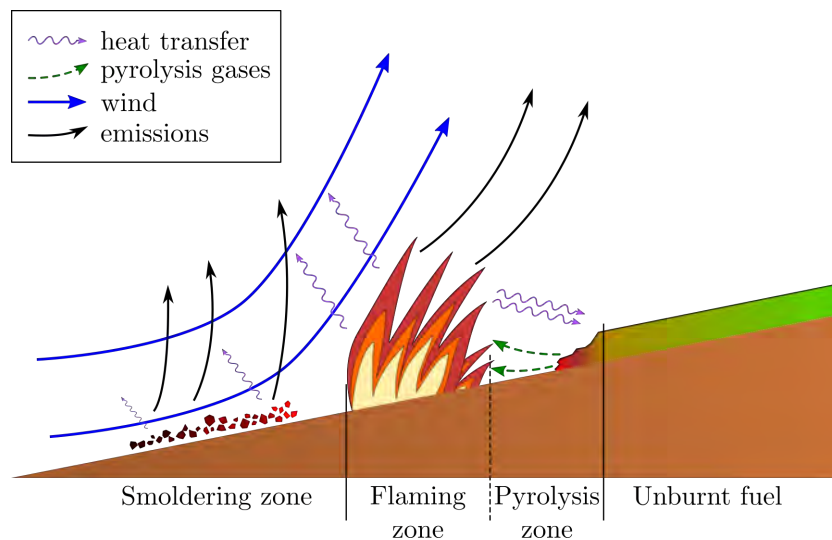


Figure I.8 – Schéma des processus physiques fondamentaux dans la propagation d'un feu de surface

La propagation d'un incendie en surface, ne consommant que le combustible contenu dans la litière, fait ainsi intervenir trois types de processus :

- i) la **combustion** des gaz de pyrolyse qui dégage des quantités importantes de chaleur et libère les produits des réactions, qui forment les polluants primaires de l'incendie,
- ii) les **transferts thermiques** aux combustibles végétaux adjacents qui initient et entretiennent la dégradation thermique de ces combustibles menant à l'évaporation de l'humidité contenue dans les végétaux puis à la pyrolyse,

- iii) la **pyrolyse** qui représente, sous l'effet de la température, la libération des gaz de pyrolyse (CO, CH₄, *etc.*), qui sont essentiellement des gaz inflammables agissant comme des réactifs à la combustion au contact de l'air entraîné vers la zone de flammes.

La teneur en humidité et la proportion de combustibles vivants/morts sont des facteurs importants dans la dynamique de l'incendie. En effet, le combustible vivant ne réagit pas de la même manière que le combustible mort au préchauffage induit par la combustion. Lors du préchauffage, l'eau contenue dans les combustibles morts s'évapore rapidement, alors que celle contenue dans les combustibles vivants semble être retenue jusqu'à rupture structurelle des composés organiques contenant l'eau. La teneur en humidité agit ainsi comme un frein à la pyrolyse et à la combustion.

Le comportement d'un incendie est le résultat d'une combinaison de facteurs qui gouvernent la combustion, le dégagement de chaleur et son transfert vers les combustibles voisins, et leur pyrolyse afin de poursuivre la combustion. Ces facteurs interagissent sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles qui rendent difficilement prévisibles le comportement d'un incendie.

I.3.2 Les types de transferts thermiques et les régimes d'incendie associés

Les transferts de chaleur aux combustibles voisins, entretenant la combustion, peuvent être de trois types différents [Sullivan, 2017].

- La **conduction** représente les transferts thermiques par contact. L'agitation thermique des atomes d'un matériau se propage de proche en proche par collision et diffusion. C'est un mode de transfert thermique associé aux matériaux solides.
- La **convection** est le mode de transfert thermique par mouvement d'un fluide. L'air est chauffé au niveau du foyer de combustion. Il est ensuite transporté par le mouvement global de l'air autour du feu vers une zone de combustibles encore intacts qui sont préchauffés par cet air chaud. Par effet d'entraînement, de l'air frais est aspiré vers la zone de flammes permettant l'apport de réactifs aux réactions de combustion. Pour un incendie, l'écoulement d'air chaud est régi par les forces de flottabilité liées à l'expansion des gaz chauds.
- Le **rayonnement** est un mode de transmission à distance via les ondes électromagnétiques émises par les flammes et les particules solides chauffées. Ces ondes sont ensuite absorbées par le couvert végétal non-brûlé, ce qui entraîne sa dégradation thermique. Dans le cas d'un incendie, le rayonnement se situe dans le domaine infrarouge du spectre électromagnétique.

La convection et le rayonnement sont les modes de transferts thermiques privilégiés dans le cas des incendies de forêt [Finney et al., 2015]. La conduction thermique ne joue pas un rôle aussi important car le couvert végétal est, le plus souvent, discontinu.

Les mécanismes de transferts thermiques responsables de la propagation ne sont pas toujours les mêmes selon le régime de propagation de l'incendie. Deux régimes de propagation décrits ci-dessous sont distingués dans la littérature [Frangieh et al., 2018].

- Le **régime dominé par les effets de panache** (*plume-dominated* en anglais) est gouverné par la flottabilité qui favorise l'ascension du panache en altitude et génère des effets d'entraînement d'air ambiant vers les foyers de combustion. Ce régime est ainsi caractérisé par une convergence du vent vers la zone de flammes. De fait, il se produit un refroidissement convectif en amont du front, au niveau du combustible imbrûlé, car l'air froid est entraîné vers le feu (Figure I.9a). La vitesse de propagation est relativement modérée voire faible, les flammes sont assez verticales tout comme le panache. Dans un tel régime, le mode de transfert privilégié est le rayonnement [Albini, 1985; Balbi et al., 2009; Silvani and Morandini, 2009; Santoni et al., 2011].
- Le **régime piloté par le vent** (*wind-driven* en anglais) est caractérisé par des vents forts et les flammes sont inclinées vers les combustibles végétaux encore non-brûlés en surface (Figure I.9b). Le panache est incliné. Le vent traverse les flammes en accélérant. Il se produit ici un réchauffement convectif dans la zone de combustibles encore intacts, ce qui favorise sa dégradation thermique et sa pyrolyse. Dans ce régime, la vitesse de propagation peut être modérée à forte. Bien que les flammes soient plus proches du couvert végétal, ce qui accroît les effets radiatifs, ce sont les effets convectifs qui sont prédominants dans ce régime [Grishin et al., 1984; Pitts, 1991; Dupuy and Larini, 1999; Anderson et al., 2010].

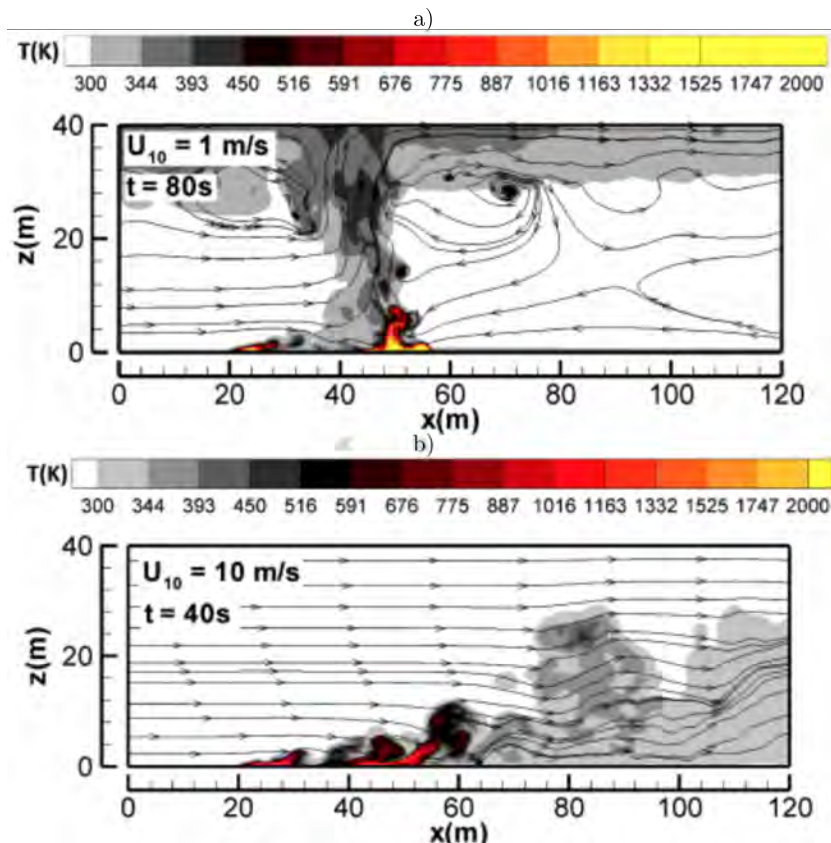


Figure I.9 – Champ de température (couleurs chaudes) et lignes de courant pour des simulations détaillées avec a) un vent faible et b) un vent fort, correspondant respectivement à un régime d'incendie dominé par les effets de panache et à un régime d'incendie piloté par le vent. Résolutions : $\Delta x = 0.25$ m, $\Delta z = 0.035$ m pour la phase solide, et $\Delta x = 0.5$ m, $\Delta z = 0.07$ m pour la phase fluide. *Source* : Frangieh et al. [2018]

Pour identifier quel régime est à l'œuvre dans un incendie, le nombre de Froude convectif est

couramment utilisé dans la littérature [Clark et al., 1996a, 2004; Sullivan, 2007; Nelson et al., 2012; Frangieh et al., 2018]. Ce nombre adimensionnel compare les forces dynamiques du vent horizontal et les forces de flottabilité qui sont les deux mécanismes en compétition pour définir le régime de propagation. Lorsque le nombre de Froude convectif est très inférieur à 1, les forces de flottabilité dominent, c'est-à-dire que l'expansion des gaz chauds issus des foyers de combustion induit des courants ascendants au-dessus des flammes. Cette situation correspond au régime dominé par les effets de panache. Inversement, lorsque le nombre de Froude convectif est grand devant 1, l'inertie du vent domine les forces de flottabilité. Cette situation correspond à un régime d'incendie piloté par le vent. Lorsque le nombre de Froude convectif est proche de 1, des phénomènes violents peuvent survenir et l'incendie peut devenir éruptif. L'identification du régime de propagation à partir de cette analyse adimensionnelle peut servir à identifier les mécanismes principaux de transferts thermiques à l'œuvre dans un incendie. Elle peut également donner un ordre de grandeur pour la vitesse de propagation et aider à anticiper les éventuels phénomènes extrêmes qui pourraient se développer.

I.3.3 Structure tridimensionnelle des incendies

La plupart des représentations d'un incendie de forêt et de ses mécanismes sont réalisées en deux dimensions (Figure I.8). Toutefois, il existe des structures d'écoulement tridimensionnelles qui influencent le comportement de l'incendie.

Finney et al. [2015] ont mis en évidence une structure de flammes en dents de scie, intermittente, dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation (Figure I.10). Le réchauffement de l'air derrière le front de flammes forme des paires de tourbillons de Taylor-Görtler parallèlement à la direction de l'écoulement. Ces tourbillons produisent des ascendances et subsidences alternées dans la zone de flammes produisant des effets de bouffées (*puffing* en anglais) pouvant rapprocher les flammes des combustibles voisins et ainsi accroître les transferts thermiques et accélérer la pyrolyse. Les effets de ces intermittences rendent difficiles la modélisation des phénomènes de transferts thermiques (convection, rayonnement). Ils sont, le plus souvent, associés à un régime d'incendie piloté par le vent [Finney et al., 2015; Frangieh et al., 2018].

L'incendie est souvent traité comme un phénomène se déplaçant uniquement sur un plan horizontal mais l'incendie peut se développer dans différentes strates de la végétation. Les incendies de surface (Figure I.11a) brûlent les combustibles de la strate végétale de surface uniquement (comme les brindilles, les feuilles mortes, les aiguilles de pins, les débris de la végétation déposés au sol, *etc.*). Ils sont relativement lents et n'impactent pas les strates supérieures de la végétation. Lorsque les arbustes et les semis sont touchés, on parle d'incendie de sous-bois (Figure I.11b). Lorsque le feu est suffisamment intense, les arbres peuvent brûler sur toute leur hauteur, la longueur des flammes (*FL/Flame Length*, en anglais) est alors plus grande que la cime des arbres et les énergies dégagées sont beaucoup plus importantes que pour un simple incendie de surface ou de sous-bois, ce qui a tendance à accroître la vitesse de propagation d'un facteur trois à quatre [Wagner, 1977; Rothermel, 1991]. On parle alors d'incendie de cime (*crown fire* en anglais) (Figure I.11c).

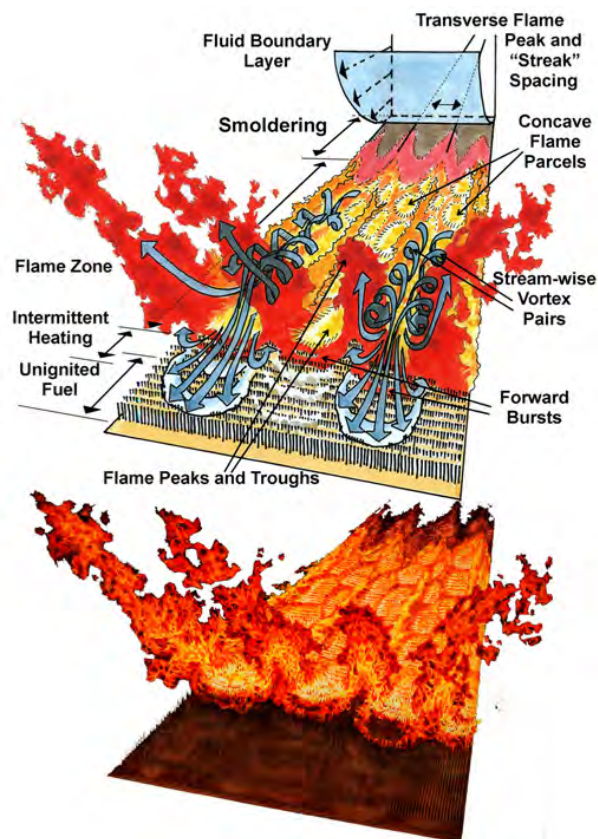


Figure I.10 – Schéma de la dynamique de flammes et des instabilités de l'écoulement induites. *Source* : Finney et al. [2015]

I.3.4 Les échelles spatio-temporelles en jeu dans un incendie

Le comportement d'un incendie est intrinsèquement lié au large éventail des processus impliqués dans la combustion de la végétation. Les interactions entre la pyrolyse, la combustion, les transferts thermiques, l'écoulement dans la zone de flammes, et la circulation atmosphérique de grande échelle déterminent la dynamique de l'incendie. Ces interactions interviennent à différentes échelles : la dégradation du couvert végétal est caractérisée à l'échelle de la végétation, les transferts thermiques sont caractérisés à l'échelle des flammes, le relief et la répartition du couvert végétal sont liés à l'échelle du paysage et la circulation atmosphérique est caractérisée par les échelles atmosphériques allant de la micro- à la méso-échelle. La Figure I.12 représente ces échelles spatiales importantes dans la dynamique de l'incendie. L'ordre de grandeur de ces échelles est très variable puisque l'échelle de la végétation ($L_{vegetation}$) est de l'ordre du millimètre voire centimètre ; l'échelle de la flamme (sa hauteur L_{flame} et son épaisseur W_{flame}) est de l'ordre du mètre ; les échelles du front de feu ($L_{fireline}$), de la description du couvert végétal (L_{land_cover}) et de la topographie ($L_{topography}$) sont de l'ordre de la centaine de mètres ; et les échelles de la couche limite atmosphérique (L_{ABL} , ABL/*Atmospheric Boundary Layer* en anglais) sont de l'ordre du kilomètre. La dynamique du panache (sa largeur W_{plume} et sa hauteur L_{plume}) peut couvrir des échelles spatiales variables au cours du développement de l'incendie, allant de l'échelle de la flamme jusqu'à l'échelle régionale [Gollner et al., 2015].

Les mécanismes associés à ces échelles spatiales interviennent sur une large gamme d'échelles temporelles. Les réactions chimiques sont associées à des échelles bien inférieures à la seconde.

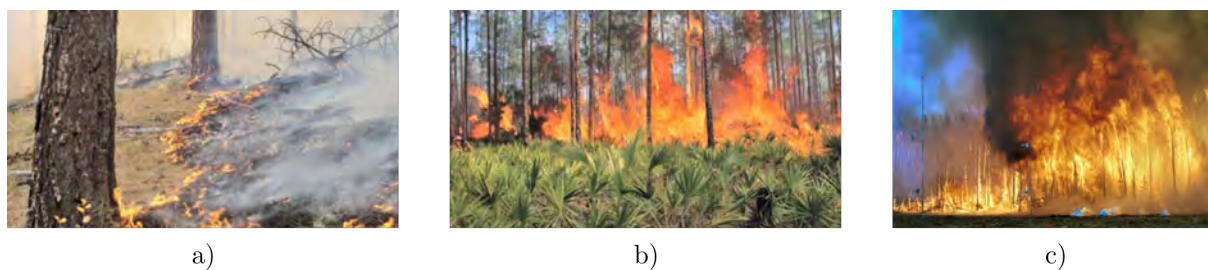


Figure I.11 – Photographies a) d'un incendie de surface, b) d'un incendie de sous-bois et c) d'un incendie de cime dans le cadre de la campagne de terrain *International Crown Fire Modeling Experiment* spécifique aux feux de cimes. *Source* : *USDA Forest Service*

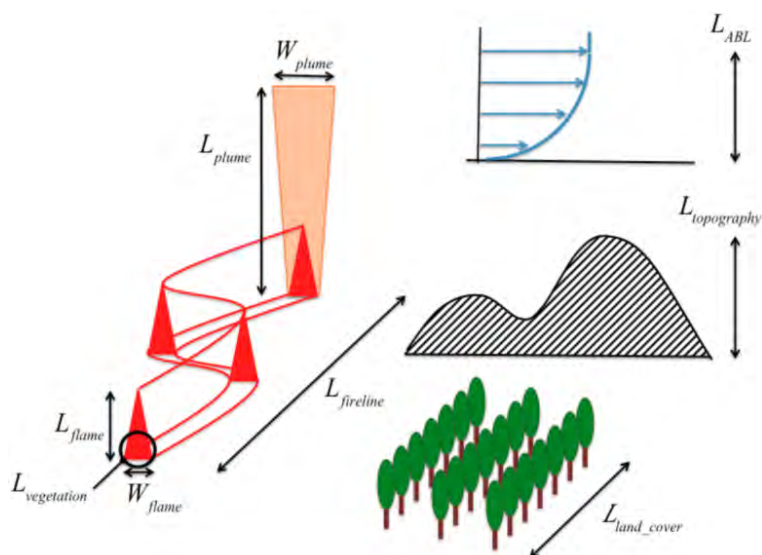


Figure I.12 – Schéma des échelles spatiales jouant un rôle fondamental dans le comportement des incendies de forêt. *Source* : Gollner et al. [2015]

Les transferts thermiques sont caractérisés par des échelles de l'ordre de la seconde pour le rayonnement et la conduction, et de la dizaine de secondes pour la convection. Les processus atmosphériques (turbulence, advection) sont caractérisés par des échelles allant de la seconde à plusieurs minutes. En particulier, la turbulence intervient à différents niveaux, dans les processus à l'échelle des flammes, des différentes strates de la végétation et de l'écoulement atmosphérique [Pimont et al., 2011; Morandini et al., 2014; Finney et al., 2015; Silvani et al., 2018]. Le panache thermo-convectif se développe sur des échelles temporelles plus grandes allant jusqu'à plusieurs heures en fonction de l'ampleur de l'incendie.

Bien que les processus physiques sous-jacents aux incendies soient relativement bien connus dans des conditions contrôlées, leurs interactions avec les facteurs environnementaux le sont bien moins et complexifient la compréhension des incendies [Steward, 1974; Finney et al., 2013].

I.3.5 Phénomènes extrêmes

L'intensité d'un incendie peut être définie à partir de l'intensité de la ligne de front (FLI/ *Fireline Intensity*, en anglais) exprimée généralement en kW m^{-1} . Elle représente l'énergie dégagée par un segment du front de feu, où le front correspond à la frontière entre la zone de flammes et la zone non-brûlée. Toute l'énergie relâchée dans la zone de flammes de la Figure I.8 est ramenée au point frontière représenté par la ligne pointillée de la Figure I.8. Pour des feux de surface, cette intensité peut être de quelques centaines de kW m^{-1} mais pour des feux de cimes très puissants, l'intensité peut atteindre plusieurs dizaines de MW m^{-1} .

Lorsque le feu est particulièrement puissant et étendu, des phénomènes de pyroconvection peuvent se mettre en place [Fromm et al., 2010; Paugam et al., 2016]. La chaleur et l'humidité dégagées par l'incendie peuvent provoquer la formation de nuages d'orage au-dessus du feu, appelés pyrocumulonimbus (PyroCb). Parfois, le refroidissement associé aux précipitations de ces nuages peut provoquer des subsidences très puissantes (*downdrafts* en anglais) qui modifient significativement les vents de surface, particulièrement au niveau du front de feu. Dans cette situation, le feu crée sa propre météorologie en modifiant les conditions atmosphériques sur une échelle très importante.

Pour des incendies puissants dans des conditions de vents forts, il est possible que le panache entraîne également des éléments combustibles solides incandescents loin des zones de flammes, pouvant retomber dans des zones non-brûlées. Lorsque ces éléments déclenchent un nouveau feu, on parle de sautes de feux (*spotting* en anglais) [Martin and Hillen, 2016; Storey et al., 2020].

Fire Category	Real Time Measurable Behavior Parameters			Real Time Observable Manifestations of EFB				Type of Fire and Capacity of Control *	
	FLI* (kW m^{-1})	ROS (m/min)	FL (m)	PyroCb	Downdrafts	Spotting Activity	Spotting Distance (m)		
Normal Fires	1	<500	<5 ^a <15 ^b	<1.5	Absent	Absent	Absent	0	Surface fire Fairly easy
	2	500-2000	<15 ^a <30 ^b	<2.5	Absent	Absent	Low	<100	Surface fire Moderately difficult
	3	2000-4000	<20 ^c <50 ^d	2.5-3.5	Absent	Absent	High	≥100	Surface fire, torching possible Very difficult
	4	4000-10,000	<50 ^c <100 ^d	3.5-10	Unlikely	In some localized cases	Prolific	500-1000	Surface fire, crowning likely depending on vegetation type and stand structure Extremely difficult
Extreme Wildfire Events	5	10,000-30,000	<150 ^c <250 ^d	10-50	Possible	Present	Prolific	>1000	Crown fire, either wind- or plume-driven Spotting plays a relevant role in fire growth Possible fire breaching across an extended obstacle to local spread Chaotic and unpredictable fire spread Virtually impossible
	6	30,000-100,000	>300	50-100	Probable	Present	Massive Spotting	>2000	Plume-driven, highly turbulent fire Chaotic and unpredictable fire spread Spotting, including long distance, plays a relevant role in fire growth Possible fire breaching across an extended obstacle to local spread Impossible
	7	>100,000 (possible)	>300 (possible)	>100 (possible)	Present	Present	Massive Spotting	>5000	Plume-driven, highly turbulent fire Area-wide ignition and firestorm development non-organized flame fronts because of extreme turbulence/vorticity and massive spotting Impossible

Note : ^a Forest and shrubland ; ^b grassland ; ^c forest ; ^d shrubland and grassland ; * FLI classes 1-4 follow the classification by Alexander and Lanoville [1989]

Tableau I.1 – Classification des incendies basée sur le comportement du feu et les capacités de contrôle. *Source* : Tedim et al. [2018]

Face à l'augmentation du nombre et de l'intensité des feux violents, une terminologie communautaire classifiant les feux dits "extrêmes" est en train d'émerger. Le concept d'"événement extrême d'incendie" (EWE/*Extreme Wildfire Event*, en anglais) a été établi après les incendies dévastateurs au Portugal en 2017 [Tedim et al., 2018]. Une classification de l'intensité des incendies a été proposée (Tableau I.1) afin de classer les incendies sur une échelle d'intensité allant de 1 à 7 par analogie avec ce qui est fait pour d'autres phénomènes naturels comme les séismes ou les

tempêtes. Cette échelle prend en compte une multitude de facteurs, à la fois sur l'incendie mais aussi sur la capacité des services d'intervention à lutter contre le feu, car c'est une conjonction de phénomènes divers qui conduisent au développement d'EWE. Les feux de surface se trouvent en catégorie 1 avec une intensité relativement faible, une vitesse de propagation faible et une hauteur de flammes ne dépassant pas la végétation basse. Ce type d'incendie ne provoque pas de pyroconvection et le feu n'est pas assez puissant pour provoquer des sautes de feu. Pour les feux extrêmes, de catégorie 5 et plus, la puissance dégagée par l'incendie est très élevée comme la vitesse de propagation (supérieure à 10 MW m^{-1} et 1.7 m s^{-1} respectivement). La hauteur de flammes dépasse la hauteur des arbres et la formation de pyrocumulonimbus est possible.

I.4 Modélisation du comportement des incendies de forêt

I.4.1 Différentes approches de modélisation

Les modèles forment un laboratoire virtuel pour étudier et comprendre les processus en jeu dans les incendies de forêt. L'objectif de la modélisation à l'échelle d'un événement est de mettre à disposition des outils numériques, les modèles, capables de représenter le comportement d'un incendie au cours de sa propagation, sur un terrain potentiellement complexe et pour une météorologie réaliste. Ils sont une forme de représentation impliquant des choix de points de vue, de méthodes, de niveaux de détails dans les processus modélisés. Ils peuvent avoir plusieurs objectifs, par exemple celui de décrire le plus fidèlement possible le phénomène (l'incendie), celui de prévoir certaines caractéristiques du phénomène (la propagation du front de feu), ou encore celui de capturer les interactions entre l'incendie et l'atmosphère (la propagation du front de feu et la dynamique du panache thermo-convectif).

Il existe une grande variété de modèles dans la littérature pour répondre à ces différents objectifs. Ils sont classés en trois grandes catégories dans la littérature [Sullivan, 2009a,b,c] : *i)* les modèles physiques et quasi-physiques cherchent à représenter mathématiquement les processus physico-chimiques, respectivement physiques, principaux de l'incendie de manière très détaillée ; *ii)* les modèles empiriques et semi-empiriques ne cherchent pas à décrire la physique de l'incendie mais se basent sur des corrélations statistiques, respectivement statistiques et physiques, obtenues à partir d'expérimentations pour estimer les propriétés importantes d'un incendie comme par exemple sa vitesse de propagation ; et *iii)* les simulateurs de propagation et modèles mathématiques utilisent une représentation simplifiée de l'incendie pour décrire son évolution spatio-temporelle.

I.4.2 Modélisation à l'échelle du front de feu

I.4.2.a Notions de front de feu et de vitesse de propagation

Pour concevoir des modèles capables de simuler des incendies à l'échelle d'un événement, il est nécessaire de recourir à des simplifications dans la modélisation. L'incendie n'est pas représenté comme un ensemble de foyers de combustion mais plutôt comme un front continu, c'est-à-dire une ligne courbe se déplaçant sur une surface et séparant la zone brûlée de la zone non-brûlée (Figure I.13). L'idée-clé de cette approche de front de feu est d'avoir un modèle simplifié capable de faire évoluer le front de feu sans représenter explicitement les processus à l'échelle des flammes (combustion, transferts thermiques, pyrolyse).

Une vitesse est attribuée à chaque point du front de feu. Elle représente sa vitesse d'évolution dans l'espace : la vitesse de propagation notée \mathcal{R} (ROS/*Rate Of Spread* en anglais). Cette représentation de l'incendie fait généralement intervenir deux autres propriétés : le temps de résidence des flammes τ_f , et la profondeur du front D qui correspond à l'extension de la zone de flammes dans la direction de propagation. Quand l'incendie arrive en un point x de l'espace à un temps donné, ce temps est appelé temps d'arrivée et est noté $t^a(x)$. La combustion a lieu en ce point pendant la durée τ_f . Pour Anderson [1969], le temps de résidence τ_f est défini par



Figure I.13 – Extrait de la propagation du brûlage dirigé FIREFLUX II capturé par deux caméras. La ligne rouge foncée séparant la zone de flammes de la zone non-brûlée correspond au front de feu. La zone de flammes est comprise entre la ligne rouge foncée et la ligne grise. La flèche rouge représente la direction de propagation. *Source* : www.fireweather.org/fireflux2

$\tau_f \equiv D/\mathcal{R}$. Toutes ces grandeurs peuvent être représentées sur un diagramme espace/temps (Figure I.14).

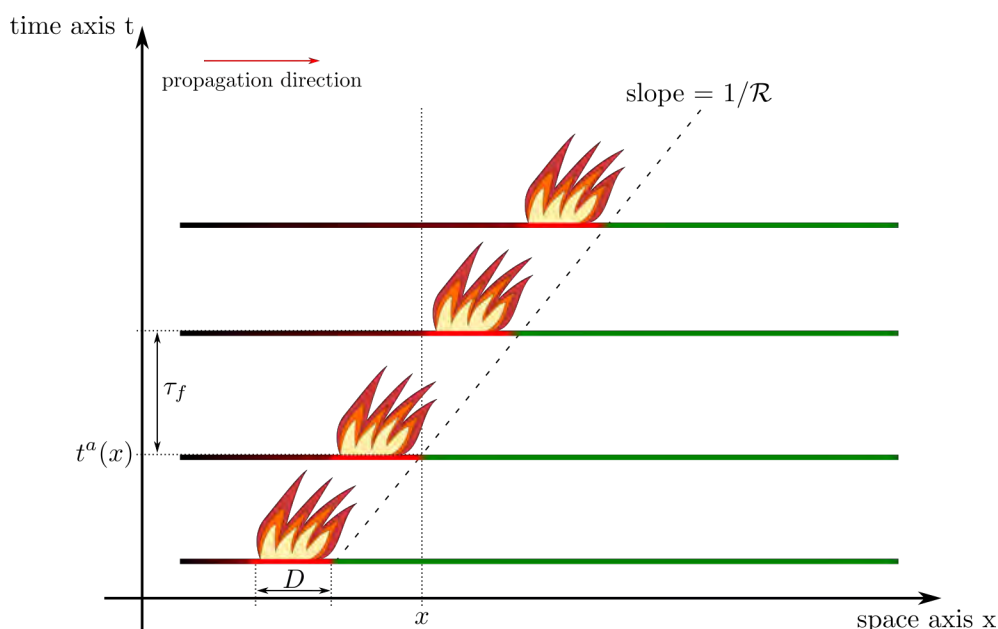


Figure I.14 – Schéma de la propagation de la zone de flammes, de la gauche vers la droite, sur un diagramme espace/temps. D correspond à la profondeur de la zone de flammes. τ_f correspond au temps de résidence pendant lequel un point donné brûle. La pente représentant la propagation spatio-temporelle est donnée par le ratio $1/\mathcal{R}$.

Ce type de représentation est un simulateur de propagation. Il fonctionne en deux étapes : *i*) représenter la propagation de l'incendie sous la forme d'un front de feu, et *ii*) propager ce front avec une méthode numérique de suivi de front de feu adéquate. Suivant la représentation du front de feu (polygone, ellipse, champ, fonction, *etc.*), la méthode numérique de suivi de front de feu diffère. Ces méthodes sont essentiellement basées sur une approche mathématique/numérique dont l'objectif est de bien positionner le front et de le faire évoluer à la vitesse de propagation adéquate en chaque point du front. Dans ce cadre, la physique de l'incendie est introduite via des formulations paramétriques de la vitesse de propagation du front de feu. Ces formulations prennent en compte les facteurs environnementaux (les propriétés des combustibles végétaux,

les conditions de vent au niveau de la surface, la pente du terrain) et donnent une estimation, à partir de calculs plus ou moins complexes, de la vitesse de propagation \mathcal{R} du front de feu en fonction de la valeur de ces facteurs.

La formulation paramétrique \mathcal{R} la plus connue est celle de Rothermel [Rothermel, 1972; Scott and Burgan, 2005; Andrews et al., 2013; Andrews, 2018], qui estime la vitesse de propagation à partir de neuf paramètres liés aux combustibles végétaux, un paramètre lié à la vitesse du vent proche de la surface et un paramètre lié à la pente du terrain. Comme nombre de paramétrisations de vitesse de front de feu, la formulation de Rothermel est semi-empirique. Elle est basée sur le principe de conservation de l'énergie dans la strate de végétation préchauffée située devant le front de flammes, puis elle a été calibrée à partir d'expériences en soufflerie et de feux expérimentaux, d'où son qualificatif de semi-empirique. La paramétrisation de Rothermel utilise des classes de combustible [Rothermel, 1972; Albini, 1976; Anderson et al., 1982] qui correspondent à des jeux de paramètres liés à un type de végétation.

Le grand avantage de ce type de formulation est la rapidité de calcul d'une vitesse de propagation de front dans des conditions environnementales/météorologiques données. Ce type de modélisation est actuellement utilisée à titre opérationnel aux États-Unis par exemple. Une fois la géométrie du front calculée par le simulateur de propagation, la paramétrisation de la vitesse de front \mathcal{R} donne la vitesse de propagation de l'incendie du front de feu. Le simulateur de propagation a donc les informations nécessaires pour déplacer le front de feu au temps suivant. Ce type de méthode est adapté à des simulations de moyennes et grandes échelles (pour des feux de quelques centaines de mètres à plusieurs dizaines de kilomètres).

Les simulateurs de propagation de front de feu peuvent être regroupés en deux catégories : les approches vectorielles dites lagrangiennes d'une part, et les approches matricielles dites eulériennes d'autre part.

I.4.2.b Paradigme lagrangien

Les modèles lagrangiens représentent le front de feu avec une série de points, les marqueurs, qui sont reliés par des segments pour former le front de feu (Figure I.15). Il existe à ce jour plusieurs méthodes lagrangiennes dans la littérature. On peut citer l'exemple de FOREFIRE et FARSITE.

FOREFIRE [Filippi et al., 2009, 2010] conçoit l'incendie comme un ensemble de marqueurs reliés entre eux par des segments. La vitesse du front de feu au niveau des marqueurs est évaluée à l'aide d'une paramétrisation comme celle de Rothermel [Rothermel, 1972; Scott and Burgan, 2005; Andrews et al., 2013; Andrews, 2018] ou celle de Balbi [Balbi et al., 2009; Santoni et al., 2011; Balbi et al., 2020]. La direction de propagation est définie par la bissectrice de l'angle formé par les marqueurs adjacents (Figure I.15). Pour obtenir la position future des marqueurs, la vitesse de propagation est intégrée en temps pour chacun des marqueurs selon la direction de propagation (ce qui correspond au passage des cercles gris aux cercles blancs sur la Figure I.15). L'innovation de la méthode utilisée dans FOREFIRE ne vient pas du calcul de la vitesse du front de feu mais de l'utilisation d'un pas de temps discret [Filippi et al., 2010]. Ce pas de temps est adaptatif, il diffère pour chaque marqueur en fonction de la valeur de la vitesse de propagation

(pour satisfaire la condition CFL/Courant–Friedrichs–Lewy) et aussi du caractère hétérogène des facteurs environnementaux. Si ces facteurs sont très hétérogènes, alors le pas de temps doit être faible. S'ils sont homogènes, le pas de temps peut être augmenté sans perte de précision sur la propagation du front de feu. En utilisant un pas de temps différent pour chaque marqueur, FOREFIRE optimise les ressources de calcul.

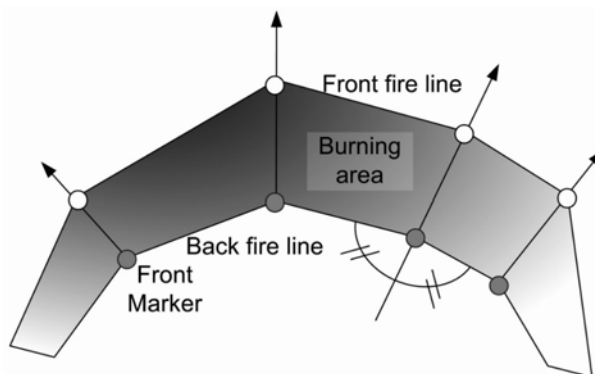


Figure I.15 – Illustration de la méthode des marqueurs utilisée dans FOREFIRE. Les cercles gris représentent les marqueurs du front de feu qui se propagent selon la direction donnée par la bissectrice de l'angle formé par les marqueurs voisins représentée par les flèches. Les cercles blancs correspondent à la position des marqueurs une fois propagés pendant le temps de résidence local. La zone grisée représente la zone brûlée pendant cette période. *Source* : Filippi et al. [2009]

FARSITE [Finney, 1994, 1998] est basé sur le principe des ondelettes secondaires d'Huygens [Anderson et al., 1982]. À un instant donné, chaque marqueur représente un nouveau feu qui peut se développer indépendamment de ses voisins, sous la forme d'une ellipse, dont le rapport entre les axes est donné par une paramétrisation de la vitesse de propagation. Le front à l'instant suivant est alors donné par le contour tangent à l'ensemble des ondelettes générées à l'instant précédent [Richards, 1990, 1995].

Les méthodes lagrangiennes ont l'avantage de représenter le feu explicitement et de permettre un calcul rapide de la propagation, ce qui en fait des outils adaptés à des incendies de grande taille. Cependant, le coût de calcul de ces méthodes dépend directement du nombre de marqueurs et peut devenir très important quand le feu se développe. De plus, la gestion des intersections est complexe, ce qui rend difficile la modélisation des fronts non-connexes ou coalescents.

I.4.2.c Paradigme eulérien

L'autre paradigme possible des simulateurs de propagation est le point de vue matriciel ou eulérien. Ici, la zone géographique d'intérêt pour l'incendie est constituée d'une grille sur laquelle l'incendie se propage. L'approche eulérienne la plus répandue est la méthode d'ensemble de niveaux (*level-set* en anglais) [Rehm and McDermott, 2009; Lautenberger, 2013; Bova et al., 2016; Muñoz-Esparza et al., 2018; Rochoux et al., 2018; Zhang et al., 2019]. Celle-ci consiste à considérer une fonction, souvent notée ϕ , dont un iso-contour particulier, *i.e.* l'ensemble des points de l'espace où la fonction a une même valeur, représente le front de feu (Figure I.16). Cette fonction ϕ est définie en tout point du domaine de calcul considéré.

Pour faire évoluer cette fonction dans le temps, une équation de transport d'Hamilton-Jacobi

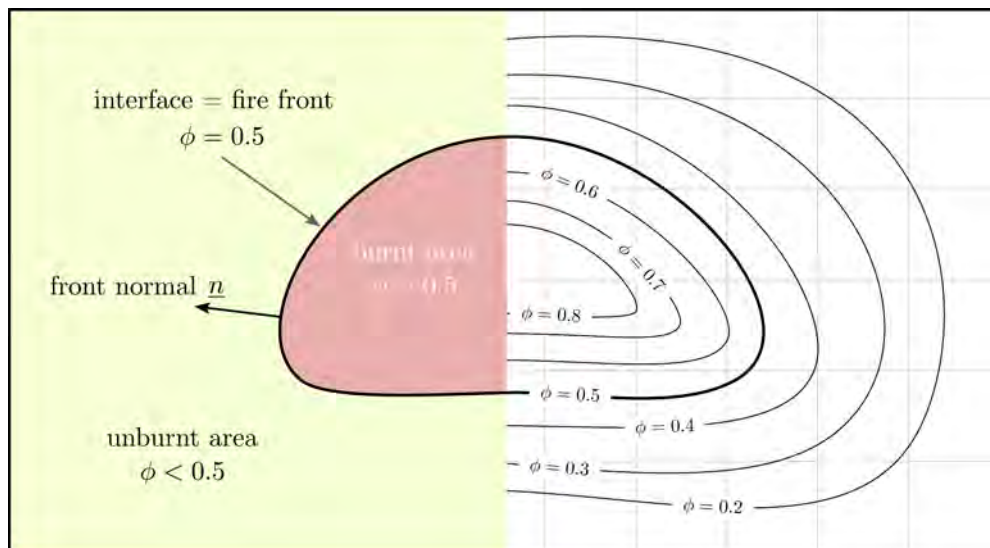


Figure I.16 – Schéma du principe de la méthode eulérienne level-set. La fonction level-set ϕ est ici bornée entre 0 et 1 avec l'iso-contour $\phi = 0.5$ représentant le front de feu à un instant t . La zone où $\phi > 0.5$ correspond à la zone brûlée. La zone où $\phi < 0.5$ correspond à la zone non-brûlée. Le vecteur \underline{n} représente la direction normale au front de feu.

est résolue :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \mathcal{R} |\underline{\nabla} \phi|, \quad (\text{I.1})$$

où le terme temporel, $\frac{\partial \phi}{\partial t}$, est proportionnel à la norme du gradient spatial de la fonction level-set, $\underline{\nabla} \phi = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)$. Le coefficient de proportionnalité \mathcal{R} représente la vitesse de propagation du front projetée sur la normale au front, $\underline{n} = -\underline{\nabla} \phi / |\underline{\nabla} \phi|$. Les outils utilisés pour définir et faire évoluer la fonction ϕ sont proches de ceux utilisés pour des simulations de mécanique des fluides (discrétisation de l'espace et du temps, schémas numériques). Le lecteur est invité à se référer à la Section II.2.1.b pour plus de détails sur l'implémentation numérique de cette équation.

Ici encore, la vitesse de propagation est donnée par une paramétrisation de la vitesse du front de feu comme celle de Rothermel ou celle de Balbi.

Les méthodes eulériennes de type level-set ont l'avantage de permettre un calcul rapide pour des incendies de grande taille avec un coût de calcul fixe. La gestion des feux non-connexes et coalescents est très simple avec cette formulation. Cependant, le front de feu est représenté implicitement. Il est nécessaire d'utiliser des outils pour déterminer ses propriétés géométriques.

Bova et al. [2016] ont montré l'équivalence mathématique des deux approches. Le choix de la méthode est donc relative au contexte de modélisation. Du fait de cette équivalence, les deux paradigmes souffrent des mêmes limitations. La description simplifiée du feu, sous la forme d'une vitesse de propagation, et le manque de représentation des phénomènes physiques et de leurs interactions réduisent la précision de ce type d'approche [Alexander and Cruz, 2013; Zigner et al., 2020]. La catégorie des modèles physiques et quasi-physique basés sur la mécanique des fluides permet de résoudre les principaux processus physico-chimiques du feu pour obtenir une représentation numérique plus fidèle.

I.4.3 Modélisation basée sur la mécanique des fluides

Les modèles basés sur la mécanique des fluides représentent les processus physico-chimiques associés à la dégradation thermique du couvert végétal, la combustion des gaz de pyrolyse, les transferts thermiques par convection, conduction et rayonnement, et la mécanique de fluides en milieu poreux.

Les simulations réalisées par ces modèles sont dites “diphasiques réactives”. Le combustible est représenté par une phase solide pouvant se dégrader. Les flammes et l’atmosphère sont décrites dans une phase gazeuse où ont lieu les réactions de combustion. Le couvert végétal est considéré comme un milieu poreux dont l’évolution suit généralement trois phases, dictées par les transferts thermiques vers le combustible. Tout d’abord, la teneur en eau du combustible s’évapore. Ensuite, la dégradation thermique du végétal commence avec la transformation de la phase solide en phase gazeuse, ce qui représente la libération des gaz de pyrolyse. Enfin, ces gaz introduits dans la phase gazeuse peuvent réagir avec les composés de l’air pour brûler. Après le passage des flammes, il peut rester du combustible imbrûlé qui forme des braises encore incandescentes participant aux émissions de composés polluants. Les modèles physiques et quasi-physiques modélisent les interactions entre le feu et l’atmosphère, mais également celles entre le feu et les combustibles. Parmi ces modèles physiques, deux modèles sont particulièrement populaires : FIRETEC et WFDS.

FIRETEC [Linn, 1997; Linn et al., 2002; Linn and Cunningham, 2005] développé au *Los Alamos National Laboratory* aux États-Unis, vise à modéliser les incendies à l’échelle du paysage (de quelques dizaines de mètres à plusieurs centaines de mètres). Il résout un système d’équations basé sur la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l’énergie et des espèces chimiques avec une formulation LES (simulation aux grandes échelles pour le traitement de turbulence, *Large Eddy Simulation* en anglais) [Pimont et al., 2009]. Le focus de ce modèle sur la description des interactions feu/atmosphère impose une résolution spatiale fine ($\Delta x \sim 2$ m, $\Delta z \sim 1.5$ m). Les équations compressibles de l’atmosphère sont résolues de manière explicites par le modèle HIGRAD [Reisner et al., 2000]. En particulier, les ondes acoustiques rapides contraignent fortement le pas de temps des simulations. Une partie des processus physico-chimiques étant représentés de manière sous-maille, les flux de chaleur sont calculés à partir d’une chimie simplifiée basée sur une distribution de température au sein des mailles et à partir des paramétrisations de répartition de l’énergie entre les phases solide et gazeuse.

FIRETEC a été comparé à des mesures réalisées sur des brûlages dirigés [Linn and Cunningham, 2005; Linn et al., 2012; Dupuy et al., 2014]. La partie dynamique de l’écoulement au sein de la végétation a également été validée de manière séparée [Pimont et al., 2009]. Ce code a pu ensuite être utilisé pour analyser finement la propagation sur des terrains complexes [Linn et al., 2007], étudier l’influence du vent et de la pente sur la vitesse de propagation (Figure I.17) [Pimont et al., 2012; Linn et al., 2018] ou encore estimer l’influence du couvert arborescent sur l’écoulement et la propagation [Pimont et al., 2011].

WFDS (*Wildland Fire Dynamic Simulator*) [Mell et al., 2007] est conçu principalement pour les zones d’interface forêt-habitat et pour des échelles multiples allant de l’échelle du laboratoire

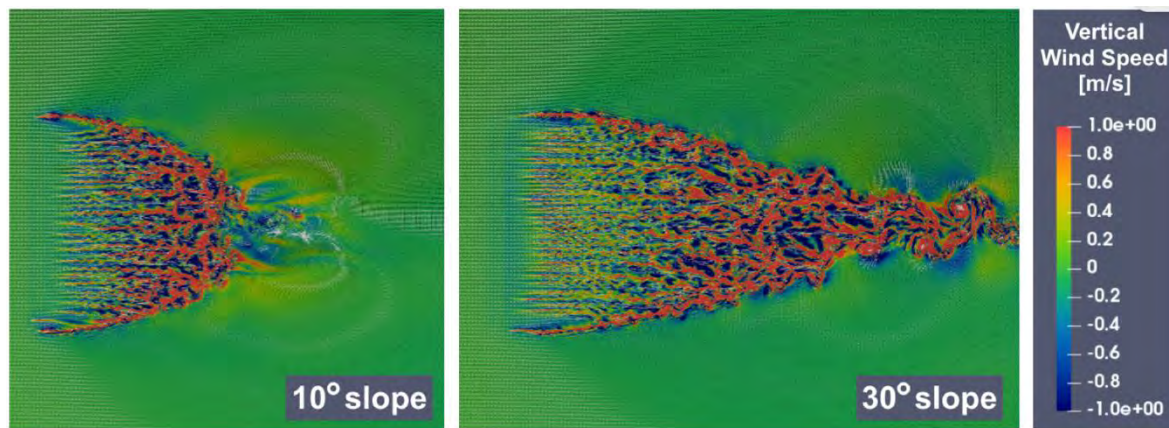


Figure I.17 – Simulation du champ de vitesse verticale pour un incendie de prairie avec FIRETEC pour des pentes de 10° à gauche et 30° à droite. Le vent souffle de la gauche vers la droite. *Source* : Linn et al. [2018]

à l'échelle du paysage [Bova et al., 2016]. WFDS offre la possibilité d'utiliser une approche basée sur la physique WFDS-PB (qui est décrite dans ce paragraphe) mais également une approche level-set WFDS-LS [Bova et al., 2016]. WFDS-PB est basé sur une approche à faible nombre de Mach [Rehm et al., 1978], ce qui permet de moins contraindre le pas de temps en éliminant les ondes acoustiques. Il utilise deux modèles couplés chargés de la représentation de la combustion en phase gazeuse d'une part, et de la dégradation thermique du combustible d'autre part. Chaque modèle utilise sa propre grille de discrétisation. Il y a donc une grille pour représenter les flammes et l'écoulement associé, et une grille pour représenter les transferts thermiques et la dégradation de la végétation. Cette dégradation est uniquement dépendante des flux de chaleur nets dans WFDS. Il n'y a pas de paramétrisation de la répartition d'énergie. La combustion est ici aussi décrite avec une chimie simplifiée. La résolution spatiale de WFDS-PB est légèrement plus contrainte que FIRETEC, et demande une résolution submétrique ($\Delta x \sim 0.5$ m). WFDS-PB traite la turbulence de manière analogue aux simulations aux grandes échelles (LES) [Smagorinsky, 1963], ce qui consiste à résoudre de manière explicite une grande partie du spectre de turbulence et à paramétriser la petite partie restante.

WFDS a également été comparé à des mesures réalisées sur des brûlages dirigés [Mell et al., 2007, 2013; Mueller et al., 2014; Hoffman et al., 2016; Mueller et al., 2020]. Il a été également validé à l'échelle du laboratoire [Mell et al., 2009; Castle, 2015; Perez-Ramirez et al., 2017]. WFDS a par exemple été utilisé pour caractériser des propriétés de combustible [Overholt et al., 2014], évaluer la distribution spatiale du combustible au niveau de la cime [Parsons et al., 2010], ou encore étudier la propagation au niveau de l'interface forêt-habitat [Mell et al., 2011].

WFDS et FIRETEC ont également été comparés sur des cas d'études [Mell et al., 2013; Hoffman et al., 2016].

Les processus physiques et chimiques fondamentaux liés au feu sont traités directement dans les modèles physiques et quasi-physiques. Le combustible et sa dégradation évoluent de manière explicite, et les transferts thermiques sont les moteurs de la propagation. Les modèles comme FIRETEC ou WFDS sont parmi les meilleurs outils d'étude pour des cas de petites dimensions (quelques centaines de mètres). Ces modèles demandent de paramétrer les conditions aux limites

atmosphériques de grande échelle qui sont souvent difficiles à estimer. Le niveau de détail des conditions environnementales (les propriétés du combustible par exemple), nécessaire au calcul, dépasse les capacités d'évaluation de ces facteurs sur le terrain lors d'expériences réelles. Les sources d'incertitudes de ces modèles très complexes sont difficiles à évaluer. Enfin, le coût de calcul très élevé de ces méthodes ne permet pas de représenter des incendies de grandes tailles.

I.4.4 Modélisation couplée feu-atmosphère

I.4.4.a Principe

Une des solutions possibles pour obtenir un compromis entre une modélisation détaillée des interactions entre l'incendie et l'atmosphère, et le coût de calcul est d'utiliser deux modèles complémentaires échangeant des données via un protocole de couplage. Le premier modèle représente les écoulements atmosphériques, tandis que le second modèle est un simulateur de propagation du front de feu (Section I.4.2). Cette approche doit être capable de simuler un événement incendie à l'échelle du paysage ou à l'échelle régionale.

Pour les simulateurs de front, le vent est une donnée d'entrée et non une variable pronostique. Le vent fourni au modèle est utilisé par la paramétrisation de la vitesse du front de feu pour calculer l'influence du vent sur cette vitesse. On peut donc chercher un moyen d'améliorer la représentativité de la donnée "vent" pour le simulateur de front. Un vent de surface "réaliste" est un champ **spatialement distribué**, en fonction des propriétés de la surface (topographie, impact de la végétation, *etc.*), et **dynamique temporellement** afin de suivre l'évolution générale de la circulation atmosphérique. Les modèles météorologiques, aussi appelés modèles atmosphériques, sont spécialement conçus pour décrire la dynamique de l'atmosphère et offrent donc un outil pertinent pour déterminer le vent de surface. Cependant, il manque à ce système la description des interactions entre le feu et l'atmosphère. Pour ajouter l'influence du feu vers l'atmosphère, le propageur de front doit calculer les flux de chaleur, sensible et latente, dégagée par l'incendie qui peuvent être injectés dans l'atmosphère. Ces flux sont intégrés aux équations d'évolution du modèle atmosphérique comme des termes sources et modifient ainsi la circulation atmosphérique. Le système couplé ainsi formé est représenté schématiquement sur la Figure I.18.

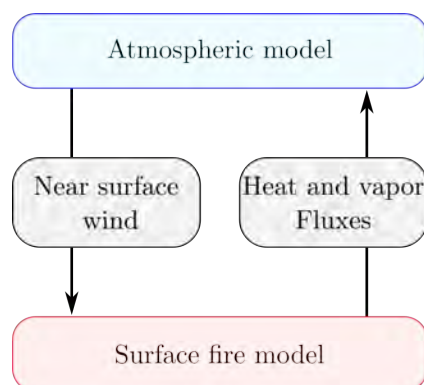


Figure I.18 – Schéma d'un modèle couplé feu/atmosphère avec l'échange des données de flux de chaleur et de vent de surface entre le modèle atmosphérique (en bleu) et le modèle de propagation de front (en rouge)

En principe, la méthode de couplage permet de représenter les interactions feu/atmosphère

et le coût de calcul nécessaire au simulateur de front est raisonnable devant le coût de calcul d'un modèle météorologique. Cette approche favorise la description de l'atmosphère et utilise une représentation simplifiée du feu pour calculer sa propagation.

Les modèles météorologiques peuvent être classés selon leur résolution spatiale. Les modèles globaux modélisent la totalité du globe terrestre et ont une résolution de l'ordre de la centaine de kilomètres pour les applications climatiques jusqu'à la dizaine de kilomètres actuellement pour la prévision (9 km pour le modèle européen d'ECMWF). Lorsqu'une partie de la surface la Terre est représentée, les modèles sont qualifiés de modèle à aire limitée. Parmi ces derniers, les modèles de méso-échelle ont actuellement une résolution de l'ordre du kilomètre. Le modèle de prévision numérique du temps utilisé de manière opérationnelle par MÉTÉO-FRANCE, AROME, est un exemple de modèle de méso-échelle avec une résolution de 1.3 km. Lorsque la résolution des modèles est l'ordre de la centaine de mètres, on parle de modèle de méso-échelle à haute résolution. Enfin, les modèles LES (*Large-Eddy Simulation* en anglais) ont en moyenne une résolution de l'ordre de la dizaine de mètres. Leur principe est de résoudre explicitement au moins 80% des tourbillons les plus énergétiques du domaine. Pour les applications incendies, les modèles météorologiques utilisés dans les systèmes couplés sont soit des modèles méso-échelle à haute résolution pour les simulations d'incendies à l'échelle d'une région, soit des modèles LES utilisés pour les feux de plus petite taille comme les brûlages dirigés afin d'appréhender la dynamique de fine échelle.

Le feu évolue à une échelle caractéristique plus petite que les principaux phénomènes atmosphériques. De fait, la résolution horizontale d'un système eulérien ou la distance entre deux marqueurs lagrangiens du propagateur de front est généralement plus faible que la résolution horizontale du modèle atmosphérique. Pour réduire l'écart entre ces dimensions, les modèles atmosphériques couramment utilisés pour les applications de couplage feu/atmosphère sont des modèles de méso-échelle, avec une résolution horizontale de plusieurs dizaines de mètres dans la zone du front de feu, comme MÉSONH [Lafore et al., 1998; Lac et al., 2018] ou WRF [Skamarock et al., 2008]. Cependant, l'utilisation d'un modèle atmosphérique à la même résolution que le modèle de propagation de front (de l'ordre du mètre ou de la dizaine de mètres) est trop coûteux pour un domaine régional [Filippi et al., 2018]. Le ratio de résolution entre le modèle atmosphérique et le modèle de propagation de front est généralement compris entre 10 et 50. Cette différence de résolution implique que le vent calculé par le modèle atmosphérique est une donnée sous-résolue à l'échelle du feu. Pour calculer le vent de surface à une résolution suffisante, on peut utiliser des méthodes d'interpolation, des méthodes d'adaptation au relief qui permettent de prendre en compte les effets du relief dans l'interpolation (comme WindNinja [Shannon et al., 2021]), ou encore des méthodes de descente d'échelles [Mandel et al., 2021].

Les modèles de propagation de front n'intègrent pas les flux de chaleur dégagés par le feu. Il est donc nécessaire d'ajouter cette composante aux systèmes de propagation. Pour calculer ces flux, il est nécessaire de déterminer la géométrie du front et l'énergie relâchée dans l'atmosphère en chaque point de la surface à partir des propriétés du combustible. Une fois calculés au niveau de la surface, les flux peuvent être distribués sur une couche d'atmosphère pour simuler un dégagement progressif d'énergie sur la verticale.

Il existe un certain nombre de conceptions de modèles couplés feu/atmosphère en fonction des spécificités du modèle atmosphérique choisi, du paradigme du modèle de propagation de front, de la formulation de la paramétrisation de vitesse de front choisie, des méthodes d'interpolation du vent de surface, et des méthodes de calcul et de répartition des flux de chaleur. Les deux modèles les plus connus sont WRF-SFIRE et MÉSONH-FOREFIRE.

I.4.4.b WRF-SFIRE

Le modèle WRF-SFIRE [Kochanski et al., 2011; Mandel et al., 2011, 2014] est basé sur le modèle atmosphérique compressible WRF [Skamarock et al., 2008] et utilise une approche semi-empirique eulérienne pour la propagation du feu [Mandel et al., 2011] au sein du modèle SFIRE. C'est un code hérité de l'expérience acquise pendant le développement de CAWFE [Clark et al., 1996b,a, 2004; Coen et al., 2018a,b], et de WRF-FIRE [Patton and Coen, 2004; Coen et al., 2013; Muñoz-Esparza et al., 2018]. Contrairement à ces prédécesseurs basés sur un paradigme lagrangien, SFIRE utilise un paradigme eulérien basé sur l'approche level-set [Osher and Sethian, 1988]. La paramétrisation de Rothermel est utilisée pour calculer la vitesse de propagation du front. La grille de surface de SFIRE, sur laquelle le front se propage, est une sous-division du maillage atmosphérique de surface (Figure I.19). Le nombre de sous-division est noté Γ_x dans la direction x et Γ_y dans la direction y sur le plan horizontal. La taille d'une maille atmosphérique, notée Δx (respectivement Δy), représente la résolution atmosphérique, c'est-à-dire la taille des plus petites structures résolues par le modèle atmosphérique. La résolution du maillage de feu est notée $\Delta x_f = \Delta x/\Gamma_x$ (respectivement $\Delta y_f = \Delta y/\Gamma_y$).

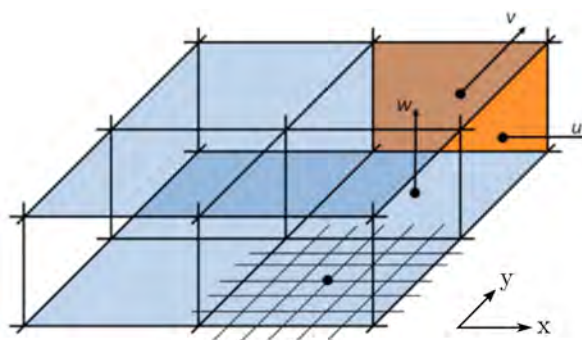


Figure I.19 – Schéma d'une grille atmosphérique tridimensionnelle et de la grille de feu bidimensionnelle (raffinement en surface à l'intérieur de chaque maille atmosphérique, avec $\Gamma_x = \Gamma_y = 6$ dans le cas illustré ici). *Source* : Kochanski et al. [2011]

Le vent de surface du modèle atmosphérique doit être interpolé horizontalement en chaque point de la grille de SFIRE et verticalement à une hauteur définie comme "mi-hauteur de flamme" [Rothermel, 1972]. L'interpolation horizontale est calculée linéairement. L'interpolation verticale est réalisée à partir d'une loi logarithmique [Baughman and Albini, 1980] à partir de la rugosité de surface définie comme proportionnelle à la hauteur de la végétation [Mandel et al., 2011]. Plus récemment, une technique de descente d'échelles [Mandel et al., 2021] permet également de réaliser ces étapes d'interpolation. La turbulence atmosphérique est partiellement résolue dans WRF par l'approche LES. Les flux de chaleur sensible et latente sont introduits dans WRF comme des termes sources dans l'équation de conservation de l'énergie sur les premiers niveaux

atmosphériques [Clark et al., 1996b,a; Patton and Coen, 2004]. La répartition verticale des flux de chaleur est réalisée de manière exponentielle avec un paramètre de hauteur d’extinction. Ces flux sont d’abord calculés sur la grille de SFIRE pour être moyennés ensuite sur le maillage atmosphérique de surface, soit une valeur moyenne par maille atmosphérique de surface. L’intensité des flux dépend des paramètres du combustible et décroît de manière exponentielle après le passage du front de feu. Le flux est pondéré par une estimation de la surface en train de brûler dans la maille de feu. Cette surface est déterminée par une interpolation de la fonction level-set.

Le modèle WRF-SFIRE a été principalement validé sur le cas de brûlage dirigé FIREFLUX I [Clements et al., 2007; Kochanski et al., 2011; Mandel et al., 2011; Kochanski et al., 2013a]. Le modèle a été comparé aux mesures *in-situ* et a montré de bonnes corrélations avec les observations.

Le modèle WRF-SFIRE a ensuite été utilisé pour simuler des cas d’incendies réels *a posteriori* [Beezley et al., 2010; Kochanski et al., 2013b; Peace et al., 2016]. Lorsque des observations du périmètre de l’incendie sont accessibles, les simulations peuvent y être comparées. Cependant, ces données sont insuffisantes pour pouvoir être utilisées comme jeu de validation d’un modèle couplé comme WRF-SFIRE.

Le système couplé s’est progressivement complexifié avec l’ajout d’une paramétrisation de l’humidité de la végétation et d’une paramétrisation des émissions liées au feu [Kochanski et al., 2012; Mandel et al., 2012]. L’humidité de la végétation est calculée sur un cycle diurne et peut être assimilée pour mieux rendre compte des conditions réelles [Vejmelka et al., 2016]. Les émissions de SFIRE sont injectées dans le modèle de chimie WRF-CHEM, qui permet une évaluation de la qualité de l’air régionale en présence d’un incendie [Kochanski et al., 2016]. L’intégration de la chimie permet d’évaluer l’impact du panache, composé de particules actives pour les schémas radiatifs de WRF-CHEM, sur la propagation [Kochanski et al., 2019].

Le modèle WRF-SFIRE a été utilisé pour déterminer l’emplacement optimal des capteurs pour les expérimentations du projet FASMEE [Kochanski et al., 2018].

I.4.4.c MésoNH-ForeFire

Le modèle couplé MÉSONH-FOREFIRE est composé du modèle atmosphérique MÉSONH et du modèle de propagation de front de feu FOREFIRE. MÉSONH est un modèle de recherche développé conjointement par le Laboratoire d'Aérodynamique (LA) et le Centre National de Recherche Météorologique (CNRM). C'est un modèle de méso-échelle haute résolution ayant la capacité de réaliser des simulations de type LES. MÉSONH repose sur l'hypothèse anélastique qui consiste à négliger les variations temporelles et horizontales de la densité de l'air dans l'équation de continuité. Cette hypothèse permet d'éliminer les ondes acoustiques du système qui ne présentent pas d'intérêt du point de vue météorologique mais qui contraignent le pas de temps du modèle. MÉSONH est un modèle non-hydrostatique c'est-à-dire que la vitesse verticale du vent est résolue explicitement pour représenter les fluctuations de pression. Du fait de l'hypothèse anélastique, la pression est calculée de manière diagnostique en résolvant une équation elliptique via un solveur de pression. Ce solveur ne converge pas toujours dans les zones de fort relief du fait des fortes pentes. Ces dernières peuvent être lissées par un filtre de Lagrange.

Le maillage utilisé par MÉSONH peut être cartésien ou non-cartésien pour représenter la courbure de la Terre, et utilise une coordonnée verticale qui est une fonction du relief [Gal-Chen and Somerville, 1975; Schär et al., 2002]. La discrétisation est réalisée sur une grille de type C d'Arakawa avec les quantités scalaires calculées au centre des mailles et les quantités de mouvement calculées au centre des faces des mailles. Le maillage peut être raffiné horizontalement en utilisant une méthode de maillages imbriqués (*grid-nesting* en anglais) consistant à emboîter plusieurs domaines de résolutions horizontales différentes. Le domaine père impose les conditions limites latérales au domaine fils de plus haute résolution. La parallélisation de MÉSONH est réalisée par distribution de sous-domaines découpés horizontalement [Jabouille et al., 1999].

Les variables pronostiques calculées par MÉSONH sont les composantes du vent (u, v, w), la température potentielle θ (qui représente la température qu'une parcelle d'air aurait si elle était ramenée adiabatiquement au niveau de la mer), le rapport de mélange en vapeur d'eau r_v , les rapports de mélange des hydrométéores (r_c, r_r, r_i, r_s, r_g et r_h ; respectivement l'eau liquide nuageuse, l'eau liquide précipitante, la glace nuageuse, la neige, le graupel et la grêle), l'énergie cinétique turbulente e , et la concentration des traceurs passifs s éventuellement présents dans la simulation. Pour chacune de ces variables, notée \bullet , il existe une équation résolue par le modèle à chaque pas de temps de la forme :

$$\frac{d\bullet}{dt} = \mathcal{D} + \mathcal{P}, \quad (\text{I.2})$$

où \mathcal{D} représente les processus dynamiques explicitement résolus par le modèle, et \mathcal{P} représente les processus physiques de sous-maille. Ces derniers prennent en compte les effets non explicitement résolus mais qui ont une influence sur l'atmosphère [Malardel, 2005] comme par exemple le rayonnement, la microphysique, les échanges avec la surface, ou la turbulence sous-maille, *i.e.* la partie du spectre non résolue.

Le schéma de rayonnement détermine le bilan radiatif au sein de l'atmosphère. Dans MÉSONH, il est issu du modèle d'ECMWF et utilise une approche 1D prenant en compte les

interactions avec les nuages et les aérosols climatologiques. Pour les courtes longueurs d’ondes, les équations de Fouquart et al. [1980] sont utilisées. Les effets d’ombrages du relief sont considérés en modifiant le rayonnement descendant et sont fonctions de la forme du relief et de l’angle zénithal. Pour les grandes longueurs d’onde, le schéma RRTM (*Rapid Radiative Transfer Model*) [Mlawer et al., 1997] est le plus souvent utilisé.

La méthode d’advection des quantités scalaires utilisée est PPM (*Piecewise Parabolic Method*) [Colella and Woodward, 1984], qui est un schéma spatial d’ordre 3, associé au schéma temporel d’Euler FIT (*Forward in Time*). Pour l’advection du vent, plusieurs schémas sont disponibles. À l’usage, deux configurations sont privilégiées [Lac et al., 2018] :

- le schéma spatial centré d’ordre 4 associé au schéma temporel Runge-Kutta centré d’ordre 4 (RKC4)

Ce schéma a l’avantage d’être peu diffusif, ce qui lui permet de bien représenter des phénomènes tourbillonnaires en ayant une résolution effective³ de l’ordre de 4 à 6 Δx . Généralement, une diffusion numérique artificielle est ajoutée pour filtrer les plus courtes longueurs d’ondes [Lunet et al., 2017].

- le schéma en volumes finis WENO (*Weighted Essentially Non-Oscillatory*) d’ordre 5 associé au schéma temporel Runge-Kutta RK53 [Lunet et al., 2017]

Le schéma WENO5 est conservatif et non oscillant. Il utilise une combinaison linéaire de courbes polynomiales sur trois *stencils* afin de calculer précisément les dérivées spatiales, même en présence de forts gradients ou de discontinuités. C’est un schéma plus diffusif que le schéma centré d’ordre 4, avec une résolution effective de l’ordre de 7 à 8 Δx . Le schéma étant naturellement diffusif, l’ajout de diffusion artificielle n’est pas nécessaire.

La turbulence est traitée via le schéma TKE-L de Cuxart et al. [2000] avec l’énergie cinétique turbulence (TKE/*Turbulent Kinetic Energy*) comme variable pronostique. La fermeture de ce système est d’ordre 1.5, et utilise une longueur de mélange L qui peut être formulée de différentes manières. En particulier, pour les simulations à haute résolution, la longueur de mélange recommandée est uniquement dépendante de la résolution, $L = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$.

La paramétrisation des processus microphysiques est réalisée avec des schémas à un [Caniaux et al., 1994; Pinty and Jabouille, 1998] ou deux moments [Vié et al., 2016]. Ils permettent de prendre en compte plusieurs types d’hydrométéores et de différencier l’eau liquide nuageuse de l’eau liquide précipitante.

Les conditions limites avec la surface sont déterminées à l’aide du modèle SURFEX (SURFace EXternalisée) [Masson et al., 2013]. SURFEX calcule les flux (de masse, de quantité de mouvement et d’énergie) échangés entre la surface et l’atmosphère. La surface est représentée par quatre types de couverts, traités indépendamment, pouvant représenter une fraction de la surface de la maille atmosphérique considérée : ISBA pour les couverts naturels [Noilhan and Planton, 1989; Boone et al., 1999], TEB pour les couverts urbains [Masson, 2000], FLAKE pour l’eau continentale, et SEAFLX pour l’eau océanique. À chaque pas de temps, chaque sous-modèle

3. La résolution effective correspond à la résolution à partir de laquelle la pente du spectre d’énergie s’écarte de la pente théorique.

de SURFEX calcule les flux à échanger avec l’atmosphère, et ces derniers sont pondérés par la fraction de surface occupée par chaque type de couvert dans une maille atmosphérique afin d’obtenir une représentation moyenne de l’ensemble des contributions. Les fractions des différents types de couverts ainsi que leurs propriétés sont compilées dans la base de donnée ECOCLIMAP [Masson et al., 2003] à l’échelle globale, et ECOCLIMAP II [Faroux et al., 2013] pour le continent européen à 1 km de résolution.

MÉSONH peut être utilisé en configuration idéalisée ou réelle. Dans une configuration idéalisée, l’état initial de l’atmosphère est défini par un profil vertical, imposé ou issu de mesures, appliqué dans tout le domaine. Les conditions aux limites latérales sont imposées également. Dans ce cas, elles peuvent être cycliques, ouvertes ou rigides. Dans une configuration réelle, l’état initial et les conditions aux limites latérales proviennent de modèles de plus grande échelle comme AROME, ARPEGE ou ECMWF-IFS. Au sommet de l’atmosphère, une condition limite rigide est appliquée. De plus, il est possible d’y ajouter une couche de relaxation pour empêcher la réflexion des ondes.

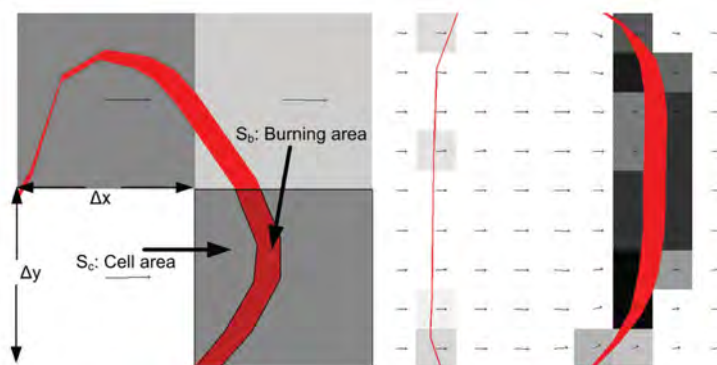


Figure I.20 – Schéma du couplage entre MÉSONH et FOREFIRE. Les zones en rouge représentent la surface en train de brûler au niveau du front de feu en considérant un certain temps de résidence pour obtenir une épaisseur de front. Les carrés gris représentent les mailles horizontales de MÉSONH, la nuance de gris est liée à l’intensité des flux induits par le front de feu. Les flèches représentent les vents de surface simulés par MÉSONH. *Source* : Filippi et al. [2009]

Le couplage entre MÉSONH et FOREFIRE [Filippi et al., 2009] consiste en l’échange de variables entre les deux modèles (Figure I.18). Le champ de vent simulé par MÉSONH est fourni à une certaine hauteur (typiquement, à mi-hauteur de flamme) à FOREFIRE et intervient comme une entrée à la paramétrisation de la vitesse de propagation \mathcal{R} du front de feu. En retour, FOREFIRE renvoie les flux de chaleur latente et sensible induits par le feu à MÉSONH comme conditions aux limites de surface pour que l’impact de ces flux sur l’écoulement atmosphérique soit pris en compte (Figure I.20). D’un point de vue informatique, MÉSONH et FOREFIRE échangent ces informations à chaque pas de temps atmosphérique (de l’ordre de la seconde).

Le système couplé MÉSONH-FOREFIRE a été validé sur des cas à complexité croissante (par exemple sur la campagne de terrain FIREFLUX I de feu de prairie) [Filippi et al., 2013]. Plus récemment, le système couplé MÉSONH-FOREFIRE a démontré sa capacité à simuler un cas réel de grande envergure en simulant l’incendie d’Aullène⁴ [Filippi et al., 2018], qui a eu lieu en Corse du Sud le 23 juillet 2009 et a brûlé une superficie d’au moins 4 000 ha. Ce cas a été simulé

4. <https://lejournal.cnrs.fr/articles/le-grand-incendie-daullene-simule-a-la-flamme-pres>

en considérant quatre domaines atmosphériques imbriqués de 2 400 m à 50 m de résolution horizontale. Cette stratégie rend possible l'étude du panache de fumée formé par un incendie de grande taille et sa dispersion à plus grande échelle (Figure I.21) [Strada et al., 2012].

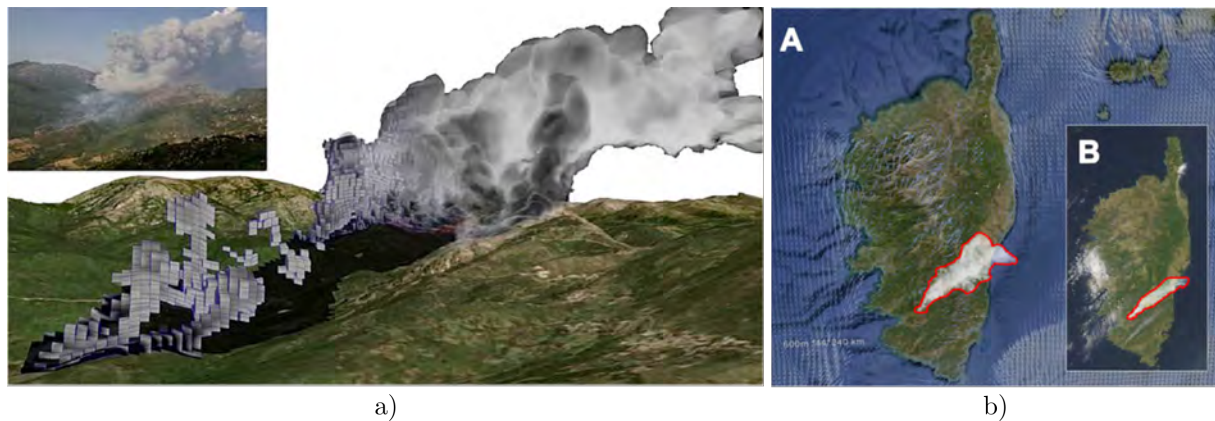


Figure I.21 – Représentation du panache de fumées via un traceur passif lors de l'incendie d'Aullène le 23 juillet 2009. a) Simulation avec MÉSONH-FOREFIRE à 50 m de résolution atmosphérique comparée à une photographie à 14h50 UTC. b) Remontée d'échelles avec MÉSONH-FOREFIRE jusqu'au domaine à 600 m de résolution atmosphérique à 15h00 UTC comparée à l'image MODIS de la Corse de 14h50 UTC. *Source* : Filippi et al. [2018]

Le couplage feu-atmosphère apporte plus de réalisme en représentant les interactions entre l'incendie et l'atmosphère [Filippi et al., 2013]. Les flux de chaleur de l'incendie influencent la circulation atmosphérique et permettent de modifier le vent de surface utilisé pour calculer la vitesse de propagation. Le coût de calcul d'un système couplé est principalement imputable au modèle atmosphérique. Le coût relatif de la modélisation du feu et des interactions feu-atmosphère représente entre 10% et 25% du coût de calcul de la partie atmosphérique [Kochanski et al., 2011]. Bien que ce type de modèle ait déjà permis de réaliser des simulations d'incendies [Kochanski et al., 2013b; Peace et al., 2016; Filippi et al., 2018], le coût de calcul nécessaire est encore trop important pour que ces outils soient utilisés de manière opérationnelle. En effet, les modèles atmosphériques utilisés sont des modèles à haute résolution (<100 m) qui ne peuvent pas encore faire de prévision en temps réel. Aujourd'hui, la résolution du modèle AROME utilisé pour réaliser les prévisions météorologiques opérationnelles en France a une résolution de 1.3 km. Des prévisions journalières à 600 m de résolution sont réalisées sur la Corse avec le modèle MÉSONH en mode recherche par le laboratoire SPE de Corte. Cette résolution, pourtant déjà très fine, reste encore trop faible pour représenter la propagation du feu à l'échelle de la forêt. L'évolution de la puissance de calcul tend à désigner les modèles couplés comme des outils utilisables pour un usage opérationnel dans un futur relativement proche. Ce travail de thèse se concentre sur cette méthode de modélisation des incendies à l'échelle d'un événement.

I.5 Validation des modèles couplés feu-atmosphère

Les modèles couplés nécessitent une étape de validation pour certifier du réalisme des simulations réalisées. La validation d'un modèle couplé est difficile dans le sens où il est nécessaire de valider chacune de ses composantes, c'est-à-dire le modèle atmosphérique et le modèle de propagation de front, ainsi que le couplage. De fait, il est nécessaire de collecter des jeux de données d'observation à la fois sur le feu (dégagement de chaleur, géométrie, propagation), sur la dynamique du panache (flux convectifs, géométrie) et sur l'état de l'atmosphère (profil, turbulence). Idéalement, pour que la validation soit exhaustive, il faudrait acquérir des observations pour *i*) un scénario complexe où les interactions feu-atmosphère influencent la dynamique du système, et *ii*) un échantillonnage spatio-temporel suffisant pour capturer les effets de couplages du système [Gollner et al., 2015; Liu et al., 2019; Prichard et al., 2019].

I.5.1 Données issues d'incendies accidentels

Les incendies accidentels répondent bien évidemment au premier critère. Comme le déclenchement de ces incendies est imprévisible, l'utilisation de moyens d'observations *in situ* est impossible. Cependant, on dispose de moyens de télédétection comme l'imagerie infrarouge.

L'imagerie satellitaire a la capacité de détecter les incendies en identifiant des points chauds à la surface de la Terre. Les satellites géostationnaires (GOES⁵ par exemple) permettent d'obtenir des images à haute fréquence temporelle mais à faible résolution spatiale (4 km pour GOES). À l'inverse, les satellites en orbite polaire (comme Terra, Aqua ou S-NPP équipés respectivement des instruments MODIS⁶ et VIIRS⁷) offrent une résolution spatiale de l'ordre du kilomètre (respectivement 1 km et 750 m pour MODIS et VIIRS) mais une fréquence temporelle faible (respectivement 6 h et 12 h). Même en utilisant des produits de descentes d'échelles pour améliorer ces données [Kumar et al., 2019], l'échantillonnage spatio-temporel des observations satellitaires (géostationnaires ou polaires) reste insuffisant pour participer à la validation de modèles couplés.

L'imagerie infrarouge aérienne (prise depuis un avion ou un hélicoptère) a une capacité de haute résolution spatio-temporelle (de l'ordre du mètre et de la dizaine de secondes) et permet, entre autres, de quantifier la vitesse de propagation, la position du front, et les flux thermiques. Néanmoins, elle demande des méthodes très avancées de traitement d'images [Paugam et al., 2013; Wooster et al., 2013; Valero et al., 2018]. Elle peut donner des informations sur des surfaces relativement grandes (plusieurs hectares) sur les aspects géométriques du feu (position, forme, *etc.*) [McRae et al., 2005; Paugam et al., 2013], son intensité [McRae et al., 2005], et les flux radiatifs [Paugam et al., 2013]. Les drones représentent une solution d'imagerie infrarouge plus flexible que les avions ou les hélicoptères mais leur utilisation est aujourd'hui restreinte à de petites surfaces [Allison et al., 2016; Zajkowski et al., 2016; Moran et al., 2019].

Les progrès technologiques des drones et des satellites, tant pour les capteurs (augmentation de la résolution notamment) que pour les infrastructures de transmissions, laissent penser que

5. <http://www.goes.noaa.gov>

6. <https://modis.gsfc.nasa.gov>

7. <https://ncc.nesdis.noaa.gov/VIIRS>

les moyens de mesures de télédétection pourraient fournir des informations en temps réel dans un futur relativement proche [Gollner et al., 2015].

La collecte de données sur l'atmosphère lors d'un incendie accidentel se fait principalement par les stations météorologiques. Ces données sont ponctuelles et réparties de manière hétérogène. Pour obtenir des données spatialisées plus précises, il est possible d'utiliser des lidars⁸ mobiles [Lareau and Clements, 2017]. La Figure I.22 montre l'une des mesures accessibles grâce à un lidar mobile sur l'incendie El Portal de 2014.

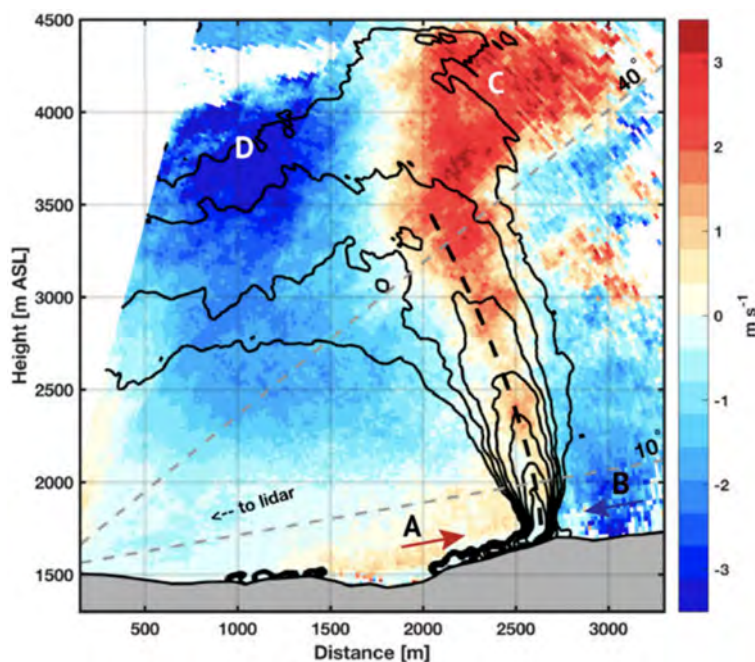


Figure I.22 – Moyenne temporelle du champ de vitesse radiale (en couleur) avec la rétrodiffusion de la fumée (en contour noir avec un intervalle de $0.25 \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) et le centre du panache en trait pointillé. Les couleurs chaudes représentent un écoulement s'éloignant du lidar et les couleurs froides un écoulement se rapprochant du lidar. Les angles d'élévation de 10° et 40° ainsi que la direction de l'instrument sont donnés à titre indicatif. *Source* : Lareau and Clements [2017]

Les mesures des interactions entre l'incendie et l'atmosphère sont très difficiles à obtenir sur un feu accidentel. En particulier, le vent proche de la surface induit par le feu est difficilement perceptible par télédétection. De plus, la concordance des moyens de mesures cités ci-dessus est complexe à organiser pour un événement accidentel. Même si des observations importantes sont acquises, le manque de contrôle sur les conditions environnementales ne permet pas d'exploiter des données issues d'incendies accidentels pour la validation de modèles couplés. Cependant, ces données peuvent être utilisées pour l'évaluation de ces modèles. Le processus d'évaluation vise à confronter des simulations à des observations pouvant être incomplètes, c'est-à-dire ne couvrant pas tous les aspects du modèle. *A contrario* de la validation, l'évaluation ne cherche pas à certifier que le modèle représente correctement un phénomène donné mais vise à quantifier les biais de modélisation par rapports aux observations disponibles.

8. Le lidar atmosphérique est une classe d'instruments qui utilise la lumière laser pour étudier les propriétés de l'atmosphère depuis le sol.

I.5.2 Données issues d'incendies en environnement contrôlé

Les expériences de laboratoires permettent d'avoir un grand contrôle sur les conditions environnementales [Schemel et al., 2008; Thomas et al., 2017] et permettent d'étudier la phénoménologie du feu, mais leur échelle n'est pas adaptée à la validation d'un modèle couplé. Afin de contrôler les conditions environnementales à l'échelle d'un incendie, on peut réaliser un brûlage dirigé. Ce dernier consiste à déterminer une zone bien délimitée à brûler et à déclencher artificiellement et de manière contrôlée un feu. Ce type de configuration permet de placer des instruments de mesures *in-situ* comme des anémomètres ou des thermocouples au niveau du sol ou installés sur des tours instrumentées.

La plupart des sources de données sur les incendies proviennent de brûlages dirigés. Ces expériences ont été conçues dans le but de documenter un aspect précis d'un incendie (le panache, les interactions feu-atmosphère, la propagation du feu) mais pas tous les aspects de manière simultanée. Des expériences ont été menées autour des années 2000 pour fournir des données avec un seul objectif (un seul critère de validation, un seul type de modèle) [Cheney et al., 1993; Clements et al., 2006, 2007]. Des validations de modèles couplés basées sur des mesures ont été réalisées pour MÉSONH-FORFIRE [Filippi et al., 2013] et WRF-SFIRE [Kochanski et al., 2013a]. Ces validations ont été réalisées à partir de l'expérience de terrain FIREFLUX I [Clements et al., 2006, 2007]. Il s'agit d'un brûlage dirigé réalisé en 2006 au Texas sur une végétation de type herbe haute. Lors de ce brûlage dirigé, des mesures de vent et de température au niveau de deux masts de 10 m et 42 m de hauteur situés dans l'axe de propagation ont été acquises. L'unique donnée sur le comportement du feu recueillie lors de cette expérience est la vitesse de propagation moyenne entre les deux tours estimée à 1.6 m s^{-1} .

Des efforts plus récents ont permis de fournir des données multi-objectif multi-usage comme les expériences RXCADRE [Ottmar et al., 2016a] ou FASMEE [Prichard et al., 2019]. Mettre en place de telles campagnes de mesure est complexe. Par exemple, l'expérience RXCADRE a été réalisée sur un couvert végétal hétérogène avec un allumage des incendies complexe à modéliser. Les mesures aéroportées ont été effectuées avec une fréquence trop faible pour réellement être exploitées pour la validation des modèles couplés.

L'expérience FIREFLUX II [Clements et al., 2019] a été réalisée sur le même site que FIREFLUX I avec des observations supplémentaires sur la dynamique du panache et des conditions atmosphériques. De l'imagerie thermique a été utilisée pour monitorer le front de feu mais les données acquises sont difficiles à exploiter en raison de la distorsion au niveau des flammes due au positionnement de l'instrument.

Les brûlages dirigés représentent des outils très intéressants pour la documentation des incendies et la validation de modèles couplés. Ils permettent de réaliser des mesures *in situ* et par télédétection à une fréquence spatio-temporelle élevée. Le combustible est généralement étudié avant la combustion pour connaître ses propriétés, et après pour savoir quelle masse a brûlé par exemple. Pour ce faire, on utilise généralement des méthodes destructives (prélèvements *in situ*), ce qui a l'avantage de pouvoir mesurer toutes les propriétés requises par les modèles mais a le désavantage de modifier localement le couvert végétal. Cependant, pour les brûlages dirigés, le

couvert végétal est souvent homogène et on peut extrapoler les propriétés locales du combustible à l'ensemble du domaine à brûler. Le contrôle de l'environnement est suffisant pour évaluer les propriétés du combustible et les conditions atmosphériques le jour de l'expérimentation. Cependant, les brûlages dirigés sont généralement réalisés sur des petites surfaces avec des couverts végétaux relativement uniformes et/ou peu représentatifs des combustibles rencontrés en conditions réelles. Le terrain souvent plat des expérimentations ne permet pas d'évaluer les modèles dans des configurations complexes comme les canyons dans lesquels on peut observer une forte interaction entre relief et météorologie impliquant parfois des feux au comportement éruptif. De fait, les comportements extrêmes (écoulements complexes dans les canyons, interactions entre plusieurs feux, pyroconvection, *etc.*), qui nécessitent le plus de documentation pour la validation des modèles [Mueller et al., 2017], sont encore très mal renseignés. C'est encore aujourd'hui une limitation forte à la validation des modèles couplés.

Outre la documentation de la propagation, des interactions entre l'incendie et l'atmosphère, et de la dynamique du panache, il est nécessaire de caractériser les émissions liées aux incendies afin d'inclure cette composante dans les modèles couplés [Larkin et al., 2012; Prichard and Ottmar, 2013; Brown et al., 2014; Ottmar et al., 2016a; Riebau et al., 2018]. Les estimations d'émissions de polluants sont fortement dépendantes de la surface brûlée, la composition des combustibles, de l'intensité du feu, de la dynamique du panache, de la météorologie, *etc.* Des réactions chimiques se produisent au sein du panache. Les modèles couplés pourraient ainsi permettre de représenter ces réactions chimiques et de différencier les émissions au niveau des foyers de combustion et celles au sommet du panache. Ils pourraient *in fine* aider à affiner les paramétrisations des modèles de chimie-transport utilisés pour étudier la dispersion des polluants émis par les incendies à l'échelle régionale [Turquety et al., 2014; Paugam et al., 2016; Cussac et al., 2020].

I.6 Incertitudes et sensibilités dans la modélisation d'un incendie

Les modèles couplés feu-atmosphère sont sujets à des incertitudes associées aux simplifications et approximations de modélisation d'une part, et associées aux variables requises en entrées (que ce soit les conditions aux limites, les conditions initiales, les paramètres physiques ou numériques) pour configurer le cas d'étude d'autre part. De plus, les observations sont intrinsèquement entachées d'incertitudes, liées aux mesures, qui se répercutent sur les modèles dans l'évaluation des quantités physiques représentatives de la réalité (comme les paramètres de combustible). Il est donc important de caractériser, quantifier et éventuellement réduire ces incertitudes qui sont présentes dans les résultats des simulations couplées.

Cette section introduit la notion d'incertitude de manière plus complète, puis présente des approches pour quantifier et réduire les incertitudes via l'assimilation de données ensembliste [Rochoux et al., 2022].

I.6.1 Introduction à la notion d'incertitude

Selon Riley and Thompson [2017], une incertitude, dans la modélisation incendie, peut être définie par trois dimensions : *i*) la nature de l'incertitude, *ii*) son positionnement au sein du processus de modélisation ou de prise de décision, et *iii*) son niveau sur l'échelle du déterminisme, allant du déterminisme total à l'ignorance totale [Walker et al., 2003; Kwakkel et al., 2010]. La Figure I.23 résume les trois dimensions d'une incertitude que l'on décrit ci-après.

L'incertitude peut être de deux natures. La nature épistémique reflète la limitation de nos connaissances et de notre compréhension du monde. Elle est considérée comme réductible dans le sens où chaque nouvelle recherche (nouvelles observations par exemple) peut augmenter la connaissance générale et ainsi réduire l'incertitude associée. La seconde nature relève de la variabilité, *i.e.* l'aléatoire, inhérente à la nature de certains systèmes naturels. Cette part d'aléatoire est irréductible, elle ne peut pas être diminuée. En pratique, il n'est pas facile de dissocier ce qui relève de la nature épistémique et de ce qui relève de l'aléatoire dans une incertitude. Par exemple, les paramètres de surface souffrent d'un manque de résolution spatio-temporelle mais sont aussi impactés par la variabilité atmosphérique de grande échelle (par essence chaotique).

On considère cinq positionnements génériques de l'incertitude.

- i) Le contexte est une identification des limites du domaine de validité du système à modéliser. Il est typiquement déterminé dans la définition du cadre de validité du modèle. Dans ce sens, le contexte clarifie les questions qu'un utilisateur peut poser au modèle et permet de sélectionner les quantités d'intérêts pertinentes en sortie du modèle (Figures I.24a,b).
- ii) Les incertitudes du modèle sont associées à la fois au modèle conceptuel, *i.e.* les variables et leurs relations choisies comme représentatives du système situées dans le domaine défini par le contexte, et au modèle numérique. Les incertitudes du modèle peuvent être en plus divisées en deux sous-parties :
 - a) les incertitudes sur la structure du modèle

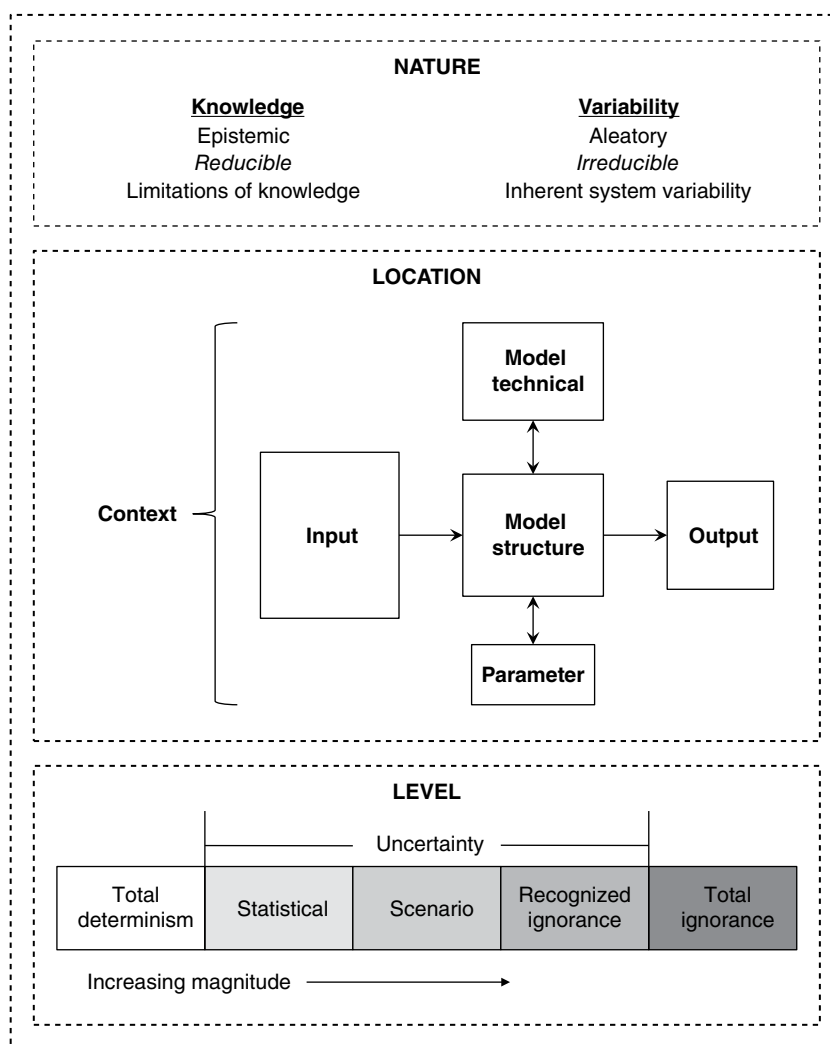


Figure I.23 – Représentation des trois dimensions d’une incertitude (nature, positionnement, niveau).
Source : Riley and Thompson [2017]

Ces incertitudes proviennent d’un manque de compréhension du système à modéliser et de la formulation utilisée pour représenter ce système. Elles correspondent aux incertitudes sur les relations entre les entrées et les variables, entre les variables elles-mêmes et entre les variables et les sorties du modèle (Figures I.24c,d). Elles concernent par exemple les définitions des variables et des paramètres du modèle ainsi que les systèmes d’équations.

b) les incertitudes sur la technique du modèle

Ces incertitudes se réfèrent aux aspects techniques et numériques de l’algorithmique et de l’implémentation du code. Elles correspondent aux erreurs de logiciel (les bugs de code par exemple), ou aux erreurs de machine (les approximations des opérations en virgule flottante sur les processeurs par exemple).

iii) Les incertitudes sur les entrées représentent les données dont le modèle a besoin pour fonctionner. L’incertitude sur ces données provient le plus souvent d’une méconnaissance des propriétés (déterministes ou stochastiques) du système sous-jacent. Cette méconnaissance peut être liée à un manque de résolution spatiale et temporelle des données utilisées et à

leur variabilité intrinsèque.

iv) Les paramètres constituent les valeurs choisies pour un certain contexte de modélisation. Ces valeurs sont considérées fixes dans un certain contexte et pour un certain scénario. On peut distinguer quatre classes de paramètres.

- Les paramètres exacts sont connus de manière absolue comme les constantes universelles comme π ou e .
- Les paramètres fixes sont des paramètres déterminés avec précision dont la valeur est déterminée par des études antérieures, comme la constante gravitationnelle g .
- Les paramètres calibrés sont des paramètres indéterminés par des études antérieures, ou des paramètres qui ne peuvent pas être réutilisés par manque de similarité entre des études antérieures et le cas étudié. Ils doivent être déterminés par calibrage du modèle.
- Les paramètres choisis *a priori* sont des paramètres difficiles à identifier par calibrage (par manque d'observations par exemple). Ils sont généralement imposés et définis comme des constantes. Cependant, les valeurs de tels paramètres sont entachées d'une incertitude intrinsèque qui peut être estimée sur les bases d'une expérience *a priori*.

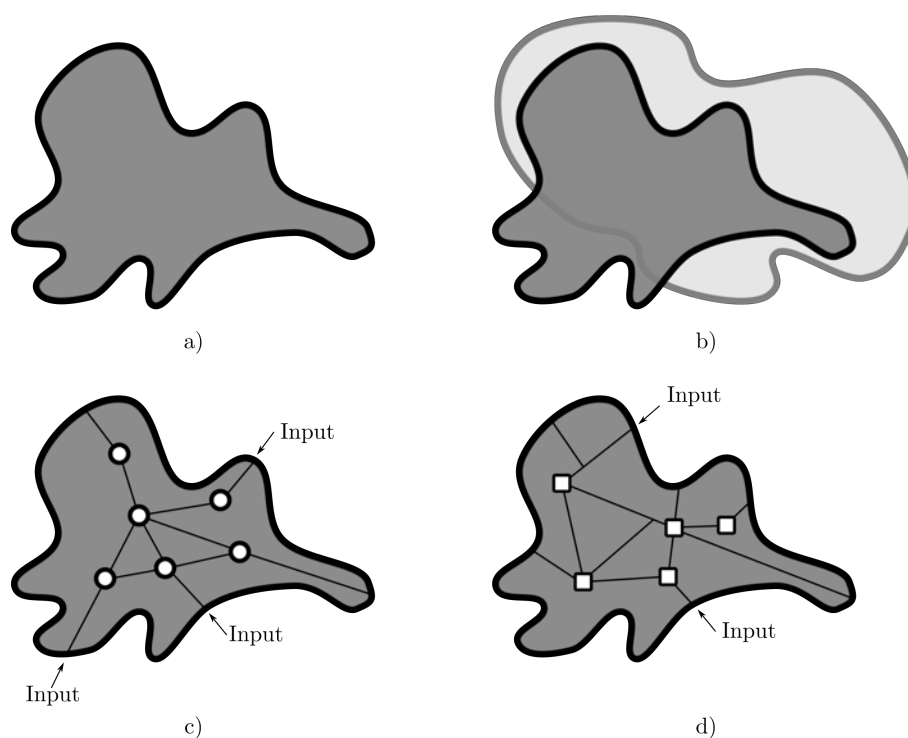


Figure I.24 – Positionnement des incertitudes. a) et b) illustrent le concept d'incertitude de contexte, dans lesquelles des ambiguïtés sur la formulation du problème peuvent exister. c) et d) illustrent le concept d'incertitude de structure de modèle, qui montrent différentes interprétations des relations dominantes au sein du système. Les entrées sont considérées comme les intersections de la structure interne avec la frontière. Inspirée de Walker et al. [2003].

Il existe un lien entre incertitude des paramètres calibrés et incertitude structurelle du modèle. Un modèle simple (possédant une structure simple avec quelques paramètres) peut être calibré avec des données à la fois sur les entrées et les sorties dans des conditions bien

connues. Dans ce cas, l'incertitude sur la structure du modèle sera généralement dominante sur les incertitudes des sorties. Inversement, pour un modèle complexe contenant beaucoup de paramètres, ces derniers peuvent être bien choisis lors de la phase de calibrage pour que les sorties du modèles correspondent aux mesures, ce que l'on pourrait appeler *overfitting* (que l'on peut traduire par sur-ajustement). Le résultat est alors dominé par l'incertitude sur les paramètres.

Les incertitudes sur les paramètres calibrés sont présentes lorsque les données utilisées ne contiennent pas assez d'informations pour assurer un calibrage convenable. On peut identifier ces situations en utilisant un autre jeu de données pour comparer les calibrages obtenus. Augmenter la complexité et le nombre de paramètres d'un modèle entraîne en réalité une augmentation de l'incertitude par rapport à un jeu de données de calibrage [Harremoës and Madsen, 1999]. Il y a en principe une combinaison optimale à trouver entre la complexité du modèle et le nombre de paramètres, cette combinaison est liée à l'information contenue dans les données disponibles pour l'étape de calibrage. Celles-ci doivent être en adéquation avec la complexité du modèle. Dans le cas contraire, l'estimation des paramètres devient très incertaine et les sorties du modèle également par propagation d'incertitudes.

- v) L'incertitude sur les sorties correspond à l'erreur accumulée pendant la phase de modélisation, c'est-à-dire à toutes les étapes précédentes (contexte, modèle, entrées, paramètres). On les associe aux résultats du modèle. Les incertitudes des phases précédentes sont propagées par le modèle à travers sa structure qui lie tous les éléments entre eux et combine donc les multiples incertitudes en présence. Les incertitudes sur les sorties d'un modèle correspondent à la déviation entre la réalité d'une situation et son estimation par le modèle. Si les données réelles sur ces sorties sont connues, alors une validation formelle peut être réalisée pour quantifier les erreurs de prédiction du modèle. C'est rarement le cas en pratique car les données de validation doivent, comme les données de calibrage, être suffisamment riches en informations pour permettre une validation convenable.

La troisième et dernière dimension d'une incertitude est son niveau. Celui-ci reflète le taux de déterminisme de l'incertitude, qui est placé sur une échelle allant du déterminisme total (ce qui est totalement déterminé n'est alors plus à considérer en tant qu'incertitude) à l'ignorance totale (ce qui est complètement inconnu ne peut pas être considéré dans une étude d'incertitudes). Entre ces deux extrêmes, on distingue trois niveaux d'incertitude croissante : *i*) le niveau statistique dans lequel il est possible de quantifier une incertitude de manière probabiliste ou déterministe, *ii*) le niveau du scénario dans lequel certains résultats du modèle peuvent être prédits mais pas leur occurrence, et *iii*) le niveau d'ignorance reconnue qui admet des facteurs connus comme source d'incertitude mais ni les résultats du modèle ni leur occurrence ne peuvent être prédits. Le niveau de l'incertitude reconnue admet une partie réductible, donc l'incertitude associée peut diminuer avec l'ajout de nouvelles connaissances, et une partie irréductible correspondant à l'indéterminisme.

I.6.2 Quantification et réduction des incertitudes

I.6.2.a Approche ensembliste

Une approche ensembliste consiste à réaliser un ensemble de simulations du modèle, plutôt qu'une simulation déterministe, pour prendre en compte différents scénarii. Ces scénarii correspondent à différents choix des entrées et des paramètres du système (conditions initiales, conditions aux limites, paramètres physiques, *etc.*) qui sont dictés par les incertitudes en présence. Ils résultent en un ensemble de sorties du modèle dont la dispersion autour de la moyenne donne une mesure de leurs incertitudes. Cette étape correspond ainsi à une quantification d'incertitudes par méthode non-intrusive [Ghanem et al., 2017], c'est-à-dire que le modèle est utilisé comme une boîte noire dans la génération de l'ensemble, par opposition aux méthodes intrusives qui introduisent des termes stochastiques directement dans les équations du modèle [Augustin and Rentrop, 2012]. On se concentre ici sur les méthodes non-intrusives au vu de la complexité du modèle utilisé dans ce travail de thèse (des méthodes intrusives nécessiteraient une refonte complète du code).

Une approche ensembliste a déjà été employée dans la littérature sur les modèles de propagation de front de feu pour représenter les scénarii envisageables du comportement de l'incendie pour sur une fenêtre temporelle prédéfinie [Finney et al., 2011; Allaire et al., 2020]. Par exemple, la Figure I.25 montre les cartes de probabilités de surfaces brûlées obtenues avec FOREFIRE en faisant varier les facteurs environnementaux (comme la vitesse et la direction du vent, l'heure d'allumage, *etc.*).

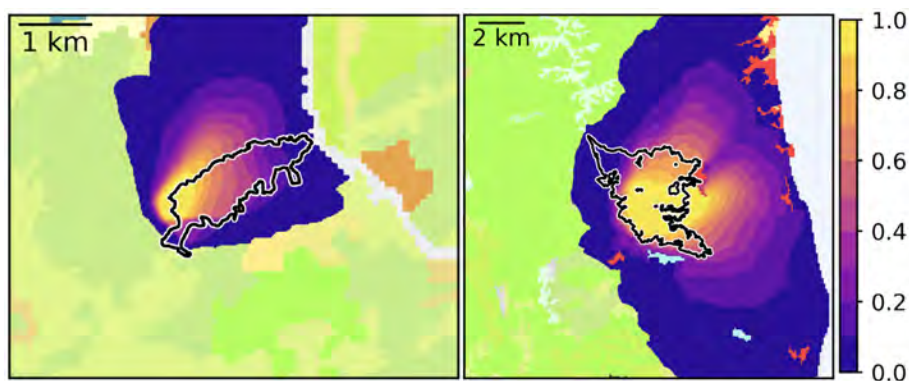


Figure I.25 – Probabilité des surfaces brûlées obtenues par un ensemble de simulations FOREFIRE pour les incendies de Calenzana (119 ha, 5 août 2017) et de Sant'Andrea Di Cotone (1234 ha, 2 janvier 2018) en Corse. Le trait noir représente le contour observé final. Le fond de la carte correspond aux données d'occupation biophysique des sols. *Source* : Allaire et al. [2020]

I.6.2.b Assimilation de données

Cette étape de quantification des incertitudes peut être complétée par une étape de réduction des incertitudes en tirant parti des observations disponibles sur un événement (les observations infrarouges obtenues par télédétection par exemple) pour sélectionner les scénarii de l'ensemble les plus réalistes. C'est l'objet de l'assimilation de données, très répandue et performante pour les applications de prévision numérique du temps [Daley, 1991; Bauer et al., 2015].

Les applications de méthodes d'assimilation de données à la modélisation des incendies sont relativement récentes et portent principalement sur des cas idéalisés (Zhang et al. [2019] par exemple). Ces cas d'étude sont principalement des brûlages dirigés ou des expériences avec des observations synthétiques obtenues à partir d'une simulation numérique [Hoffman and Atlas, 2016]. De plus, l'assimilation de données est essentiellement appliquée aux modèles de propagation de front de feu. Seul WRF-SFIRE est actuellement doté d'une méthode d'assimilation de données pour initialiser les simulations couplées sur un évènement donné [Mandel et al., 2011, 2014]. Ainsi les applications de l'assimilation de données à des incendies réels [Rios et al., 2019; Zhou et al., 2020] restent limitées à l'heure actuelle [Rochoux et al., 2022].

L'objectif de l'assimilation de données est d'agréger l'information contenue dans des observations aux simulations numériques obtenues par les modèles et d'en déduire une correction de l'état du système. C'est une méthode de type prédicteur/correcteur avec une étape de correction tirant parti d'observations de l'état réel du système étudié. L'agrégation est basée sur le formalisme bayésien et consiste à pondérer les incertitudes des informations *a priori* (l'ébauche) et celles des observations afin d'obtenir l'estimation *a posteriori* du système (l'analyse). La réalisation successive de l'ébauche et de l'analyse permet la correction de la trajectoire du système au fur et à mesure que les observations sont assimilées (Figure I.26).

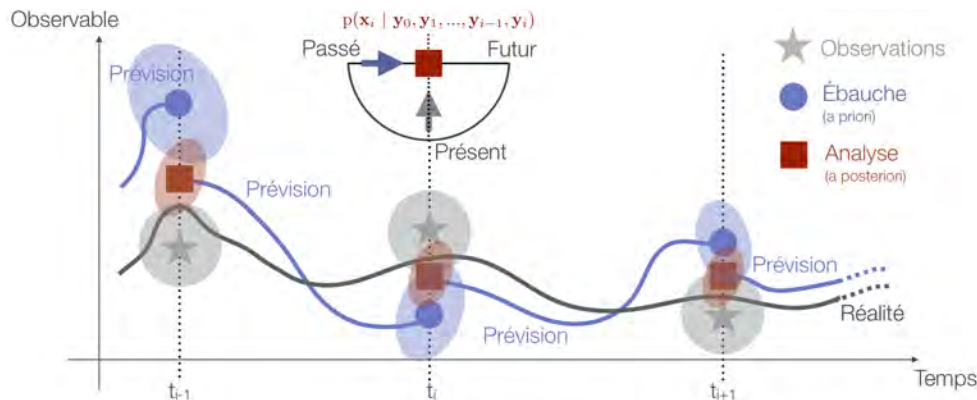


Figure I.26 – Schéma d'un algorithme d'assimilation de données séquentiel de type filtrage. *Source* : Rochoux et al. [2022]

On introduit dans la suite le formalisme de l'assimilation de données pour expliciter ce qui est nécessaire d'étudier pour améliorer l'application de l'assimilation de données à un modèle couplé feu-atmosphère.

À un instant i , on sépare l'état \underline{s}_i du modèle des paramètres \underline{p}_i . Pour un modèle couplé, l'état correspond à la position du front, la valeur des variables atmosphériques et la répartition spatiale des flux de chaleur. Pour un modèle de propagation, l'état correspond à la position du front uniquement. Pour un modèle couplé, les paramètres correspondent aux paramètres intervenant dans le calcul de la vitesse de propagation de front, dans le couplage et dans le modèle atmosphérique. Pour un modèle de propagation, il s'agit uniquement des paramètres intervenant dans le calcul de la vitesse de propagation de front. L'état du système à un instant i est obtenu par intégration du modèle \mathcal{M} à partir de l'état et du jeu de paramètres de l'instant

précédent :

$$\underline{s}_i = \mathcal{M} \left(\underline{s}_{i-1}, \underline{p}_{i-1} \right). \quad (\text{I.3})$$

On peut réaliser une estimation de l'état du modèle et/ou de ses paramètres via un filtre de Kalman d'ensemble (EnKF/*Ensemble Kalman Filter*) [Evensen, 2003]. Pour une estimation de l'état, on peut écrire les équations suivantes :

$$\underline{s}_i^{b,(k)} = \mathcal{M} \left(\underline{s}_{i-1}^{a,(k)}, \underline{p}_{i-1}^{(k)} \right), \quad (\text{I.4})$$

$$\underline{p}_i^{(k)} = \underline{p}_{i-1}^{(k)}, \quad (\text{I.5})$$

$$\underline{s}_i^{a,(k)} = \underline{s}_i^{b,(k)} + \underline{K} \left[\underline{y}_i^{o,(k)} - \mathcal{H} \left(\underline{s}_i^{b,(k)} \right) \right], \quad (\text{I.6})$$

où \underline{s}^a est l'état d'analyse, \underline{s}^b l'état d'ébauche, k l'indice du membre, \underline{K} la matrice de gain (pondérant les incertitudes sur l'état du modèle et les observations), \underline{y}^o l'observation, et \mathcal{H} l'opérateur d'observation (établissant la relation entre l'état du modèle et l'observable). La distance à l'observation $\underline{y}_i^o - \mathcal{H} \left(\underline{s}_i^b \right)$ – notée \underline{d}^b sur la Figure I.27 – correspond à l'erreur de prévision du modèle. À partir de cet écart dans l'espace des observations, l'équation d'analyse de Kalman (Eq. I.6) calcule une correction dans l'espace de contrôle, ici l'état du modèle, ce qui permet d'avoir une nouvelle condition initiale pour intégrer le modèle jusqu'à l'observation suivante. Dans ce cas, le jeu de paramètres reste le même au fil des étapes d'assimilation de données.

Pour les incendies de forêt, les observations donnent principalement accès à la position du front de feu et aux flux de chaleur émis par le feu. Dans le cadre de l'assimilation de données, l'observation \underline{y}^o correspond, le plus souvent, à la position du front de feu observée [Rochoux et al., 2022] et la distance à l'observation \underline{d}^b représente une mesure de la distance entre les fronts simulés et les fronts observés (Figure I.27b), ce qui n'est pas classique dans le domaine de l'assimilation de données. Des travaux récents ont montré l'intérêt d'utiliser une mesure de similitude de forme basée sur la fonctionnelle de Chan-Vese afin d'avoir une correction robuste sur la forme et la topologie des fronts de feu [Rochoux et al., 2018; Zhang et al., 2019]. Cette approche pourrait être étendue à un modèle couplé feu-atmosphère.

La valeur ajoutée d'une estimation de paramètres en complément de l'estimation d'état a été également montrée dans Zhang et al. [2019]. Ajouter une correction des paramètres (ceux du modèle de propagation par exemple) permet de réduire les biais du modèle et d'améliorer la qualité des prédictions du modèle entre deux observations successives. Les étapes d'ébauche et d'analyse s'écrivent dans le contexte d'une estimation jointe de l'état et des paramètres sous la forme suivante :

$$\underline{s}_i^{b,(k)} = \mathcal{M} \left(\underline{s}_{i-1}^{a,(k)}, \underline{p}_{i-1}^{a,(k)} \right), \quad (\text{I.7})$$

$$\underline{p}_i^{b,(k)} = \underline{p}_{i-1}^{a,(k)}, \quad (\text{I.8})$$

$$\underline{x}_i^{a,(k)} = \underline{x}_i^{b,(k)} + \underline{K} \left[\underline{y}_i^{o,(k)} - \mathcal{G} \left(\underline{x}_i^{b,(k)} \right) \right], \quad (\text{I.9})$$

où le vecteur de contrôle x_i à un instant i inclut à la fois l'état s_i et le jeu de paramètres incertains p_i , et où l'opérateur d'observation $\mathcal{G}(\cdot) = \mathcal{H}(\mathcal{M}(\cdot, \cdot))$ est maintenant dit généralisé

car il inclut à la fois l'intégration du modèle pour passer de l'espace des paramètres à l'espace de l'état du modèle, et le passage de l'espace de l'état du modèle à l'espace des observations. La matrice de gain de Kalman \underline{K} inclut alors les corrélations spatiales le long du front de feu (comme dans l'estimation d'état classique) mais aussi les corrélations entre les paramètres et l'état du modèle [Rochoux et al., 2014, 2015]. Ce sont ces corrélations qui permettent de contraindre la résolution du problème inverse et de déterminer une correction à partir des observations.

L'estimation de paramètres peut être confronté à des difficultés d'équifinalité. Il est possible que plusieurs jeux de paramètres donnent une réponse similaire dans l'espace des observations [Ruiz et al., 2013]. Plus on cherche à corriger un grand nombre de paramètres, plus ces problèmes d'équifinalité peuvent apparaître. Pour éviter ces problèmes, il est donc essentiel de sélectionner *a priori* un nombre réduit de paramètres à estimer via l'assimilation de données. Un paramètre intéressant du point de vue de l'estimation est un paramètre à la fois incertain et influent sur les observables. Autrement dit, en modifiant la valeur de ce paramètre, la réponse du modèle dans l'espace d'observation doit varier de manière suffisante, ce qui peut s'écrire :

$$\left| \mathcal{H} \left(\mathcal{M} \left(\underline{s}, \underline{p} + \Delta \underline{p} \right) \right) - \mathcal{H} \left(\mathcal{M} \left(\underline{s}, \underline{p} \right) \right) \right| > \varepsilon. \quad (\text{I.10})$$

Cette sélection de paramètres peut se faire via une analyse de sensibilité globale sur le modèle de propagation de front de feu [Rochoux et al., 2018].

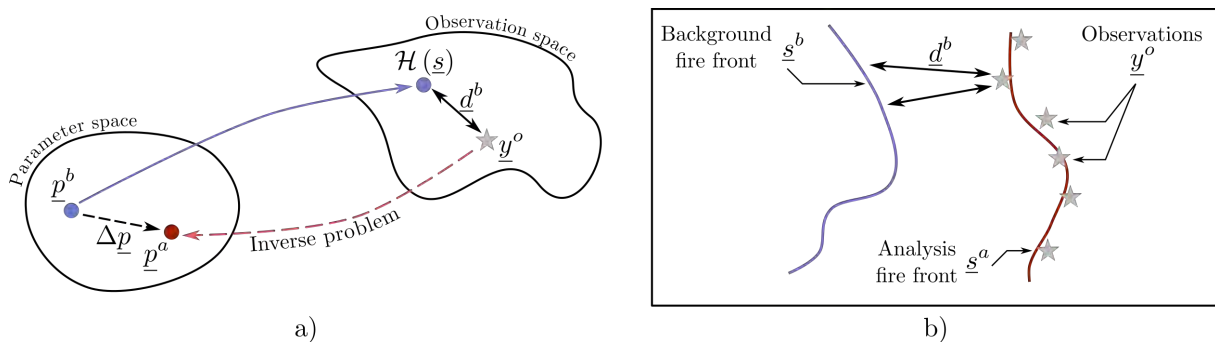


Figure I.27 – Schéma de l'assimilation de données par correction a) de paramètres ou b) d'état. Les éléments bleus sont relatifs à l'ébauche. Les étoiles grises représentent les observations. Les éléments rouges sont relatifs à l'analyse.

I.6.3 Analyse de sensibilité

I.6.3.a Principes

L'analyse de sensibilité cherche à quantifier la contribution relative des paramètres d'entrée sur l'incertitude sur les quantités d'intérêt (que ce soit l'état du modèle ou les observables dans le cadre de l'assimilation de données) [Saltelli et al., 2019]. Il s'agit de fournir des informations sur l'importance relative de la variance des paramètres d'entrée sur la variance des quantités d'intérêt (Figure I.28).

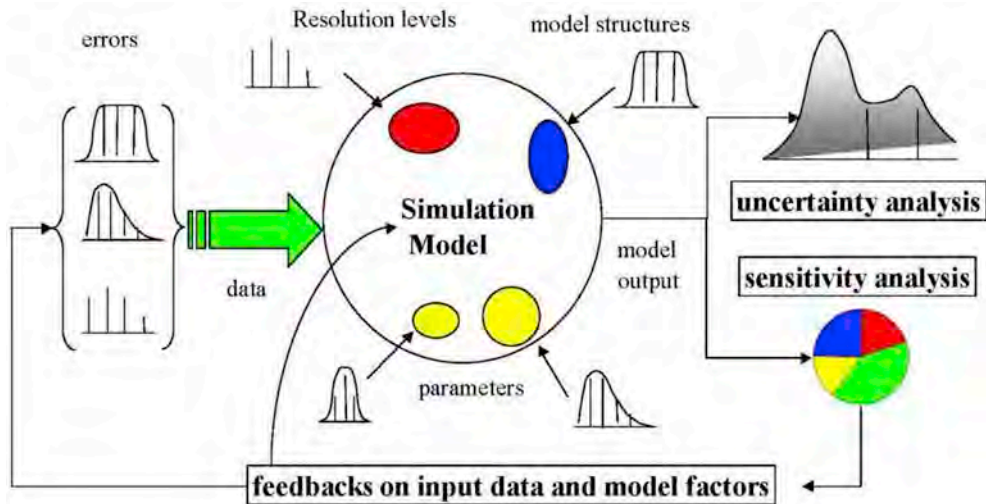


Figure I.28 – Analyses d'incertitude et de sensibilité idéalisées. Les incertitudes provenant de sources hétérogènes se propagent à travers le modèle pour générer une distribution empirique sur une quantité d'intérêt de sortie (courbe grise). Les incertitudes sur la sortie du modèle, capturées par exemple par sa variance, sont ensuite décomposées selon les sources, produisant ainsi l'analyse de sensibilité. *Source* : Saltelli et al. [2019]

L'analyse de sensibilité poursuit deux objectifs : déterminer les facteurs d'entrée les plus influents sur la sortie (ce que l'on appelle la "priorisation de facteurs") d'une part, identifier les paramètres d'entrée les moins influents et permettre de les fixer à une valeur par défaut (ce que l'on appelle le "factor fixing") [Saltelli and Tarantola, 2002] d'autre part. Elle permet ainsi de réduire le nombre de paramètres d'entrée à perturber dans la mise en œuvre d'une approche ensembliste pour l'analyse d'incertitude ou la construction de la chaîne d'assimilation de données.

I.6.3.b Méthodes locales versus méthodes globales

La Figure I.29 donne un aperçu de l'éventail de méthodes d'analyse de sensibilité. Cette représentation permet de visualiser les méthodes les plus adaptées au degré de complexité du problème et leur capacité à donner des informations sur les interactions entre les paramètres. Globalement, on peut regrouper ces méthodes en deux familles : les méthodes locales et les méthodes globales [Iooss and Lemaître, 2015].

Introduisons quelques notations. Soit un vecteur de d paramètres d'entrée $\underline{X} = \{X_1, X_2, \dots, X_d\}$, qui sont les paramètres à étudier dans l'analyse de sensibilité, avec *i.e.* $Y = \mathcal{M}(\underline{X})$. Les autres paramètres du modèle sont fixés [De Rocquigny et al., 2008].

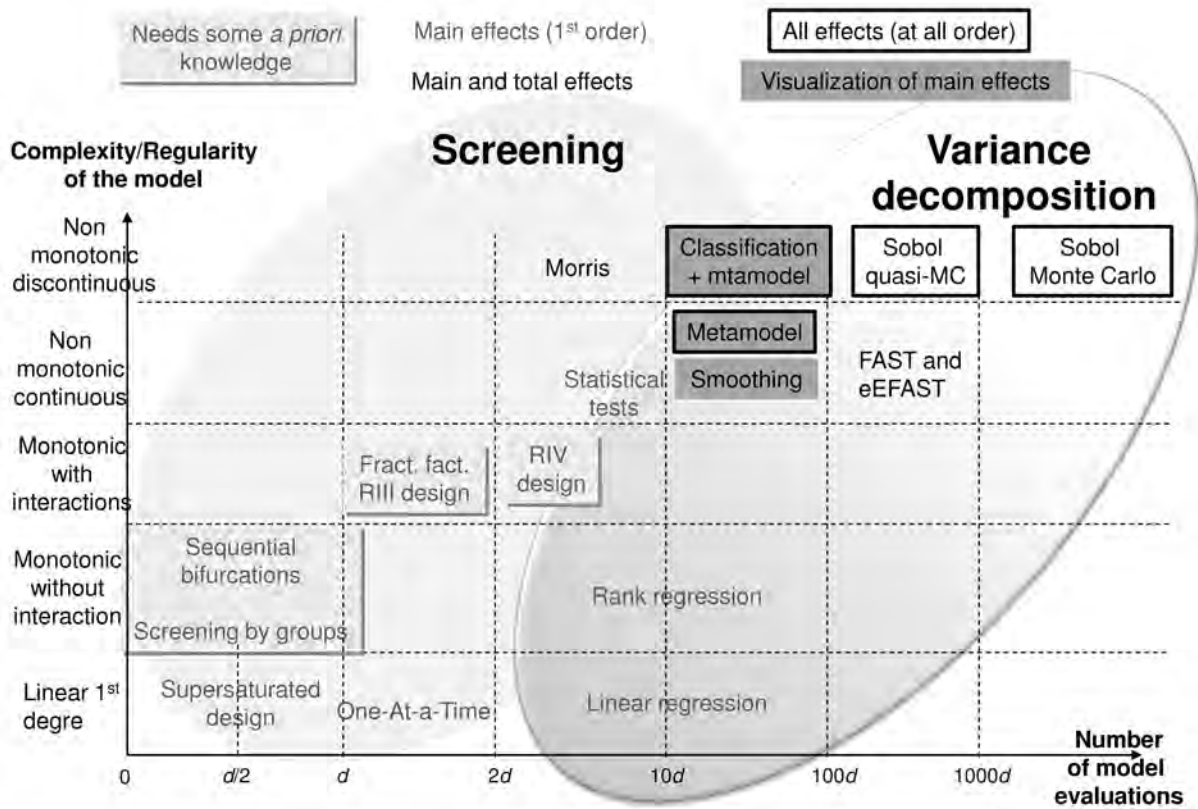


Figure I.29 – Synthèse graphique des différentes approches d'analyse de sensibilité. d représente la dimension de l'espace des paramètres d'entrée du système. *Source* : Iooss and Lemaître [2015]

Approche locale. L'approche locale la plus simple consiste à déterminer l'impact de petites variations des paramètres X_i autour d'un point nominal sur l'état Y . À l'aide de ces petites variations, on peut calculer les dérivées partielles du modèle par rapport aux différents paramètres $\frac{\partial Y}{\partial X_i}$, $i \in [1, d]$. Ces dérivées partielles fournissent des informations sur la sensibilité de l'état par rapport à chacun des paramètres. Une utilisation de ce principe déterministe est généralement connue sous le nom d'approche OAT (*One At a Time*). On considère l'état nominal \underline{X}^* et l'état avec tous les paramètres à l'état nominal sauf le i -ième qui est à la valeur maximale $Y_i^{\max} = \mathcal{M}(X_1^*, \dots, X_i^{\max}, \dots, X_d^*)$. L'approche OAT considère la variation suivante pour le i -ième paramètre :

$$\Delta_i = \frac{Y_i^{\max} - Y_i^{\min}}{X_i^{\max} - X_i^{\min}}, \quad (\text{I.11})$$

avec X_i^{\min} ayant une définition similaire à Y_i^{\max} . On représente les points utilisés dans une approche OAT à deux paramètres sur la Figure I.30a. Les approches locales, dont la méthode OAT fait partie, ont généralement deux défauts principaux : *i*) si le modèle \mathcal{M} est non-linéaire, l'évaluation de la variation Δ_i dépend du point nominal choisi pour X_i , et *ii*) s'il existe des interactions entre paramètres, l'évaluation de Δ_i dépend du point nominal choisi pour les autres paramètres, noté $X_{\sim i}^*$. C'est le cas de la méthode de criblage de Morris [Morris, 1991] qui est une généralisation de la méthode OAT, mais qui ne permet pas d'étudier les interactions entre paramètres.

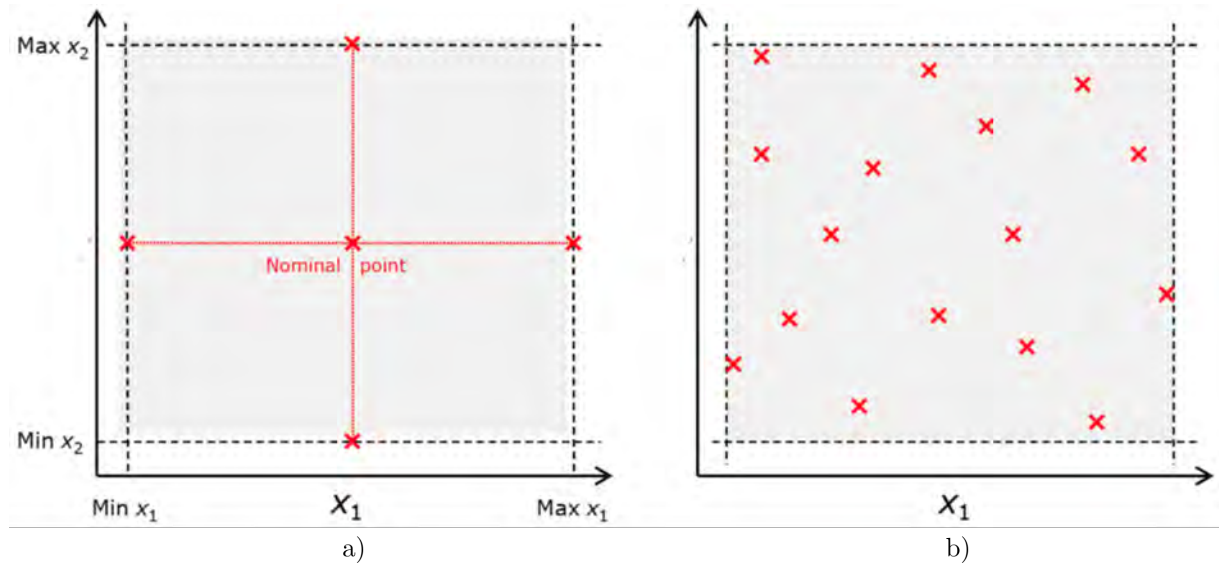


Figure I.30 – Plans d'expériences a) local de type OAT (*Once At a Time*) et b) global de type QMC (*Quasi Monte Carlo*) pour une analyse de sensibilité. Les croix représentent les points d'évaluation de l'opérateur d'observation \mathcal{M} . *Source* : Saltelli et al. [2019]

Approche globale. Les approches globales considèrent la totalité de l'intervalle de variation de l'ensemble des paramètres [Saltelli et al., 2008] (Figure I.30b). Elles sont basées sur une analyse de variance. Le modèle est évalué à de multiples points dans l'espace des paramètres d'entrée et le but des méthodes globales est de calculer à partir de ces évaluations les facteurs globaux d'influence des différents paramètres sur les sorties du modèle, en ayant parfois la possibilité de déterminer l'interaction entre les paramètres [Box et al., 1978; Saltelli et al., 2008]. Les méthodes globales dépendent ainsi de la qualité de la discrétisation, appelée échantillonnage, de l'espace des paramètres d'entrée pour pouvoir fournir des informations pertinentes sur l'influence des paramètres sur la variabilité des sorties du modèle.

La méthode de Sobol [Sobol, 1993] est basée sur la décomposition en variance. Cette approche considère les entrées X_i comme des variables aléatoires et s'intéresse uniquement à la variance en sortie du modèle. On définit les indices de Sobol de premier ordre notés S_i , $i \in [1, d]$, par

$$S_i = \frac{\mathbb{V}_i}{\mathbb{V}(Y)} = \frac{\mathbb{V}_{X_i}(\mathbb{E}_{X_{\sim i}}(Y|X_i))}{\mathbb{V}(Y)}, \quad (\text{I.12})$$

où S_i est l'indice de Sobol du premier ordre pour la i -ième variable, \mathbb{V} est la variance mathématique, et \mathbb{E} l'espérance mathématique. \mathbb{V}_i représente la variance de la sortie expliquée par le i -ième paramètre. Ce terme est écrit en fonction d'une espérance conditionnelle, où $\mathbb{E}_{X_{\sim i}}(Y|X_i)$ est l'espérance de la sortie Y sur l'ensemble des paramètres sauf le i -ième, c'est-à-dire $X_{\sim i}$, en fixant X_i . Pour prendre en compte tous les effets liés à une variable X_i , on calcule l'indice total S_i^T :

$$S_i^T = \frac{\mathbb{V}_i^T}{\mathbb{V}(Y)} = 1 - \frac{\mathbb{V}_{\sim i}}{\mathbb{V}(Y)} = 1 - \frac{\mathbb{V}(\mathbb{E}(Y|X_{\sim i}))}{\mathbb{V}(Y)} = \frac{\mathbb{E}(\mathbb{V}(Y|X_{\sim i}))}{\mathbb{V}(Y)}. \quad (\text{I.13})$$

Ces indices sont basés sur la décomposition du modèle \mathcal{M} en sous-fonctions de dimensionnalité

croissante [Hoeffding, 1992] :

$$\mathcal{M}(X_1, X_2, \dots, X_d) = \mathcal{M}_0 + \sum_{i=1}^d \mathcal{M}_i + \sum_{i=1}^d \sum_{j>i}^d \mathcal{M}_{ij} + \dots + \mathcal{M}_{12\dots d}, \quad (\text{I.14})$$

où chaque terme est une fonction des facteurs en indices uniquement, $\mathcal{M}(X_i) = \mathcal{M}_i$, $\mathcal{M}(X_i, X_j) = \mathcal{M}_{ij}$ et ainsi de suite. Cette décomposition existe et est unique sous certaines conditions [Sobol, 1993]. Les différents termes de cette décomposition sont définis par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_0 &= \mathbb{E}(Y), \\ \mathcal{M}_i &= \mathbb{E}(Y|X_i) - \mathcal{M}_0, \\ \mathcal{M}_{ij} &= \mathbb{E}(Y|X_i, X_j) - \mathbb{E}(Y|X_i) - \mathbb{E}(Y|X_j) - \mathcal{M}_0. \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

On peut décomposer la variance de la sortie $\mathbb{V}(Y)$, que l'on nomme souvent ANOVA (*Analysis Of Variance*, en anglais) [Efron and Stein, 1981], sous la forme suivante :

$$\mathbb{V}(Y) = \sum_{i=1}^d \mathbb{V}_i + \sum_{i=1}^d \sum_{j>i}^d \mathbb{V}_{ij} + \dots + \mathbb{V}_{12\dots d}, \quad (\text{I.16})$$

où

$$\begin{aligned} \mathbb{V}_i &= \mathbb{V}(\mathbb{E}(Y|X_i)), \\ \mathbb{V}_{ij} &= \mathbb{V}(\mathbb{E}(Y|X_i, X_j)) - \mathbb{V}_i - \mathbb{V}_j. \end{aligned} \quad (\text{I.17})$$

On peut donc relier la décomposition en variance (Équation I.16) à la décomposition fonctionnelle (Équation I.14), et obtenir l'égalité des indices de Sobol [Sobol, 1993]. Elle permet d'identifier les indices de tous les ordres aux variances (Équation I.12) :

$$\sum_{i=1}^d S_i + \sum_{i=1}^d \sum_{j>i}^d S_{ij} + \dots + S_{123\dots d} = 1. \quad (\text{I.18})$$

Les indices de Sobol sont compris entre 0 et 1. Les effets du premier ordre respectent l'inégalité $\sum_{i=1}^d S_i \leq 1$. Le nombre d'indices, tout ordre compris, croît de manière exponentielle puisque l'on dénombre $(2^d - 1)$ indices pour un espace de paramètres d'entrée de dimension d .

En pratique, on calcule uniquement l'indice de premier ordre et l'indice total. On définit les indices totaux comme la somme des effets faisant apparaître le facteur X_i :

$$S_i^T = S_i + \sum_{j>i}^d S_{ij} + \dots + S_{12\dots d}. \quad (\text{I.19})$$

Analytiquement, on peut classer les modèles \mathcal{M} dans trois catégories permettant d'utiliser certaines propriétés des indices de Sobol.

- i) Les modèles additifs linéaires sont les plus simples. Ils montrent uniquement des relations linéaires entre les entrées et la sortie, et ne contiennent pas d'effets d'interaction entre

paramètres. Pour un tel modèle, tous les indices d'ordre 2 et plus sont nuls, car il n'y a pas d'interaction entre paramètres. On a donc l'égalité $\sum_{i=1}^d S_i = 1$.

- ii) Les modèles additifs non-linéaires sont aussi assez simples mais font apparaître des expressions non-linéaires. On ne peut pas utiliser les mêmes méthodes de détermination des indices que pour un modèle linéaire. L'égalité $\sum_{i=1}^d S_i = 1$ est encore valable pour ces modèles.
- iii) Les modèles non-additifs et non-linéaires sont ceux qui contiennent des interactions entre paramètres. Les indices de premier ordre ne sont plus suffisants, $\sum_{i=1}^d S_i < 1$, pour déterminer les importances relatives et il est nécessaire de calculer les indices totaux afin d'identifier les interactions entre paramètres.

I.7 Problématiques de la thèse

Ce travail de thèse a porté sur le développement, l'évaluation et l'analyse de la réponse d'un modèle couplé dans différents scénarii. Il a été réalisé dans le cadre du projet ANR FIRECASTER⁹ (ANR-16-CE04-0006, 2017-2021). Ce projet a vocation à implémenter, tester et déployer des outils de démonstration pour informer sur les incendies de forêt, pour l'estimation du risque et en situation d'urgence. Par sa bonne représentation du comportement d'un incendie, un modèle couplé feu-atmosphère est un bon candidat pour devenir un outil d'aide à la décision en situation d'urgence.

Ce travail de thèse visait initialement l'usage du système couplé MÉSONH-FOREFIRE mais de récents problèmes de compatibilité sur les simulations massivement parallèles, diagnostiqués dans le cadre de cette thèse, ont contraint au développement d'un nouveau code de feu baptisé BLAZE. BLAZE a été développé spécifiquement dans l'optique d'être couplé avec un code atmosphérique pour analyser les interactions entre un incendie et l'écoulement atmosphérique.

Les évolutions du code FOREFIRE se sont plus récemment orientées essentiellement vers un usage opérationnel (dans OPENDFCI, avec intégration de scénarios d'évolution de lutte), pour l'estimation d'incertitudes [Allaire et al., 2020, 2021b] et sur la simulation d'un grand nombre de cas par le biais de l'apprentissage profond avec pour objectif l'estimation de cartes de risques [Allaire et al., 2021a] et de coûts économiques associés. Les développements de FOREFIRE dans le domaine de la simulation massive ont ainsi divergé des contraintes du calcul massivement parallèle nécessaires au couplage efficace avec MÉSONH. Ceci a motivé le développement de BLAZE, directement en Fortran (langage natif de MÉSONH), distribué et compilé directement avec chaque nouvelle version du code atmosphérique, et avec une méthode numérique de suivi de front de feu de type level-set adaptée aux contraintes de parallélisation de MÉSONH.

FIREFLUX I est l'une des seules expériences de terrain adaptée pour la validation d'un modèle couplé dont les données étaient disponibles au début de la thèse (novembre 2017). De plus, ce cas a déjà été utilisé pour valider MÉSONH-FOREFIRE [Filippi et al., 2013] et WRF-SFIRE [Kochanski et al., 2013a]. Il s'agit donc d'un jeu d'observation idéal pour valider le nouveau modèle couplé MÉSONH-BLAZE et tester des choix de modélisations par rapport à ce qui est fait dans WRF-SFIRE.

Le modèle MÉSONH est un modèle atmosphérique reposant sur l'hypothèse anélastique. Cette hypothèse peut être remise en question dans le cas d'un incendie en raison des forts dégagements de chaleur associés. Une version compressible de MÉSONH, ne faisant aucune hypothèse sur la densité de l'air, a été développée lors de deux stages [Rodier, 2014; Burgot, 2017] pour l'atmosphère sèche. Le système compressible a été étendue dans le cadre de cette thèse à l'atmosphère humide pour prendre en compte les flux de chaleur latente de l'incendie. L'impact du changement de paradigme atmosphérique dans le cadre de la modélisation d'un incendie a été étudié avec le système couplé MÉSONH-BLAZE.

Les modèles couplés sont des systèmes complexes comportant une multitudes de paramètres et utilisant des équations reposants sur un certain nombre d'hypothèses qui peuvent être soumis

9. <https://firecaster.universita.corsica>

à des incertitudes. La méconnaissance de certaines propriétés ou distribution spatiale du combustible est aussi une source d'incertitudes dans les modèles couplés. Ces incertitudes peuvent induire une variabilité sur les simulations de propagation de front de feu avec le modèle couplé. La réduction de ces incertitudes peut être réalisée avec une méthode d'assimilation de données [Zhang et al., 2019; Rochoux et al., 2022] qui utilise des observations pour corriger l'état de la simulation. Pour être efficaces, les méthodes d'assimilation doivent corriger les paramètres qui ont le plus d'influence sur les quantités d'intérêt à assimiler. L'identification de ces paramètres influents a été réalisée grâce à une analyse de sensibilité globale, via le calcul d'indices de Sobol, sur certaines composantes du modèle couplé.

En résumé, ce travail de thèse a porté sur le développement du modèle MÉSONH-BLAZE, sa validation sur le cas FireFlux I et son exploitation scientifique en étudiant la réponse du modèle couplé aux choix de modélisation et à la variabilité des facteurs environnementaux. Les objectifs de la thèse sont résumés ci-dessous :

Objectif 1 Développer le modèle de feu intégré dans MÉSONH-BLAZE et y intégrer de nouvelles méthodes numériques pour gagner en efficacité et robustesse. Valider le nouveau système couplé MÉSONH-BLAZE sur le cas du brûlage dirigé FIREFLUX I.

Objectif 2 Étendre le système compressible de MÉSONH à l'atmosphère humide. Valider le système compressible. Étudier l'influence de l'hypothèse anélastique et l'impact de la turbulence sur le système couplé feu-atmosphère.

Objectif 3 Déterminer les sources d'incertitudes du modèle couplé MÉSONH-BLAZE. Évaluer l'influence des paramètres de la paramétrisation de vitesse de front et de la paramétrisation des flux de chaleur sur le système couplé pour identifier les paramètres les plus influents.

Le manuscrit est organisé en suivant ces objectifs. Le Chapitre II est dédié à la description et à la validation du système MÉSONH-BLAZE. Une étude de l'influence de la turbulence atmosphérique sur la propagation est également proposée. Le Chapitre III est consacré à la description et la validation du système compressible de MÉSONH. La comparaison entre les systèmes anélastique et compressible sur le cas FIREFLUX I est exposée. L'étude des incertitudes du modèle couplé et l'identification des facteurs d'influence de la paramétrisation de la vitesse de front de feu et de la paramétrisation des flux de chaleur sont détaillées dans le Chapitre IV. Enfin, la conclusion de ce travail ainsi que les propositions d'ouvertures sont présentées dans le dernier chapitre.

Chapitre II

Développement et validation du modèle couplé MésoNH-Blaze

« *Those who can imagine anything, can create the impossible.* »

Alan Turing

II.1 Introduction

L'objectif premier de ce travail de thèse est de mettre en œuvre des simulations couplées feu-atmosphère à très haute résolution (à micro-échelle) pour représenter le comportement des incendies de forêt en termes de propagation et de panache de fumées. Il est important de pouvoir représenter comment les conditions de vent proches de la surface affectent la propagation de l'incendie et comment elles peuvent être elles-mêmes modifiées par la présence de l'incendie par boucle de rétroaction positive. C'est ce que propose le modèle couplé MÉSONH-BLAZE. MÉSONH¹ [Lafore et al., 1998; Lac et al., 2018] est un code atmosphérique communautaire (Section I.4.4.c). BLAZE est un code de feu développé dans le cadre de cette thèse pour permettre au système MÉSONH-BLAZE de tirer parti au mieux de la puissance de calcul des supercalculateurs et de simuler des ensembles pour représenter un éventail de scénarii.

Ce chapitre est consacré à la description du modèle de feu BLAZE et à sa validation sur des cas de complexité croissante (cas canonique puis cas de brûlage dirigé FireFlux I). Cette partie a fait l'objet d'un article soumis en août 2020 pour publication dans le *Fire Safety Journal*. Les principales composantes de BLAZE et les principales contributions scientifiques du papier sont rappelées dans la Section II.2. Une explication détaillée de certains choix numériques et de la mise en données de BLAZE est fournie en Sections II.3–II.4 en complément de l'article.

1. <http://mesonh.aero.obs-mip.fr>

Sommaire

II.1 Introduction	65
II.2 Contributions scientifiques de l'article	67
II.2.1 Choix de modélisation dans le modèle de feu BLAZE	67
II.2.1.a Définition du maillage	67
II.2.1.b Méthode numérique de suivi de front	68
II.2.1.c Flux de chaleur de surface	70
II.2.2 Résumé des contributions de l'article	72
II.3 Compléments à l'article sur la stratégie de couplage	121
II.3.1 Conditions de vent de surface en entrée de BLAZE	121
II.3.1.a Interpolation horizontale du vent	121
II.3.1.b Lissage temporel du vent	123
II.3.2 Matrice des temps d'arrivée en sortie de BLAZE	124
II.3.3 Flux de chaleur en sortie de BLAZE	125
II.3.3.a Reconstruction de la fonction level-set pour estimer les flux de surface	125
II.3.3.b Distribution verticale des flux de chaleur	130
II.3.4 Surcoût de calcul lié à BLAZE	131
II.4 Compléments à l'article sur l'initialisation	134
II.4.1 Initialisation de MÉSONH	134
II.4.1.a Atmosphère	134
II.4.1.b Surface	136
II.4.1.c Ensemble de réalisations	136
II.4.2 Initialisation de BLAZE	138
II.4.2.a Procédure d'allumage	138
II.4.2.b Propriétés du combustible végétal	139
II.5 Conclusion	141

II.2 Contributions scientifiques de l'article

Comme pour le système couplé MÉSONH-FOREFIRE (Section I.4.4.c), la présence de l'incendie est représentée dans le modèle atmosphérique par les flux de chaleur latente et sensible au niveau de la surface, et l'impact de l'atmosphère sur le comportement de l'incendie est représenté dans le modèle de feu par le vent de surface dans MÉSONH-BLAZE. Le rôle du modèle BLAZE peut se résumer ainsi :

- identifier la position du front de feu à un instant t ,
- communiquer avec MÉSONH pour récupérer les données de vent de surface à l'instant t ,
- calculer la vitesse de propagation normale au front de feu \mathcal{R} à cet instant t en fonction des facteurs météorologiques et environnementaux,
- faire évoluer le front de feu à la surface du terrain jusqu'à l'instant $t + \Delta t$,
- calculer les flux de chaleur latente et sensible induits par le feu entre les instants t et $t + \Delta t$,
- communiquer avec MÉSONH pour fournir les données de flux de chaleur de la période $[t, t + \Delta t]$,
- fonctionner de manière massivement parallèle en utilisant les outils de parallélisation de MÉSONH.

La présentation du modèle de feu BLAZE dans un contexte de modélisation couplée feu-atmosphère avec MÉSONH a fait l'objet d'un article joint à cette section.

II.2.1 Choix de modélisation dans le modèle de feu Blaze

II.2.1.a Définition du maillage

Afin d'être parfaitement compatible avec le paradigme de parallélisation de MÉSONH, un formalisme eulérien a été adopté dans BLAZE, à l'instar de SFIRE couplé avec WRF [Mandel et al., 2011] et d'ELMFIRE [Lautenberger, 2013]. La grille du modèle BLAZE est basée sur la grille de surface de MÉSONH de manière analogue au système couplé WRF-SFIRE (Figure I.19, Section I.4.4.b). Pour rappel, la résolution atmosphérique est notée Δx et la résolution du maillage de feu est notée $\Delta x_f = \Delta x / \Gamma_x$, où Γ_x est le nombre de subdivisions.

II.2.1.b Méthode numérique de suivi de front

Ce choix d'utilisation de grille implique l'utilisation d'une approche eulérienne pour suivre le front de feu. Un modèle level-set [Osher and Sethian, 1988; Sethian, 1996, 1999; Osher and Fedkiw, 2003; Mallet et al., 2009] a été choisi pour sa simplicité de mise en œuvre, son efficacité et sa popularité dans les modèles de propagation de front de feu (Section I.4.2.c).

Équation de propagation du front de feu. Cette approche de modélisation consiste à construire une fonction level-set $\phi \equiv \phi(x, y, t)$ telle que $0 \leq \phi \leq 1$ (Figure II.1). L'isochrone $\phi = 0.5$ représente le front de feu, la zone où $\phi > 0.5$ représente la surface brûlée, et la zone où $\phi < 0.5$ représente la zone qui ne brûle pas à un instant t . L'évolution spatio-temporelle de la fonction level-set est régie par l'équation d'Hamilton-Jacobi :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \mathcal{R} \left(|\nabla \phi| + \epsilon_\phi \tilde{\Delta} \phi \right), \quad (\text{II.1})$$

où le terme temporel, $\frac{\partial \phi}{\partial t}$, est proportionnel à la norme du gradient spatial de la fonction level-set, $\nabla \phi = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)$. \mathcal{R} représente la vitesse de propagation du front projetée sur la normale au front, $\underline{n} = -\nabla \phi / |\nabla \phi|$. Par rapport à l'Équation (I.1), un terme de viscosité numérique, $\epsilon_\phi \tilde{\Delta} \phi$, a été ajouté dans l'Équation (II.1) afin d'assurer la stabilité et la robustesse du code [Mandel et al., 2011]. Des tests numériques ont montré que $\epsilon_\phi = 0.1$ donne des résultats satisfaisants. À noter que le terme $\tilde{\Delta} \phi = \left(\Delta x_f \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \Delta y_f \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)$ correspond à un opérateur Laplacien modifié, proportionnel à la taille de la maille de feu ($\Delta x_f, \Delta y_f$).

Dans BLAZE, l'équation d'Hamilton-Jacobi (Équation II.1) est résolue numériquement à partir d'un schéma de Runge-Kutta d'ordre 3 en temps et d'un schéma WENO (*Weighted Essentially Non-Oscillatory*) d'ordre 3 en espace (RK3-WENO3). Ce choix est justifié dans l'article (Section 2.1) en accord avec la littérature [Muñoz-Esparza et al., 2018].

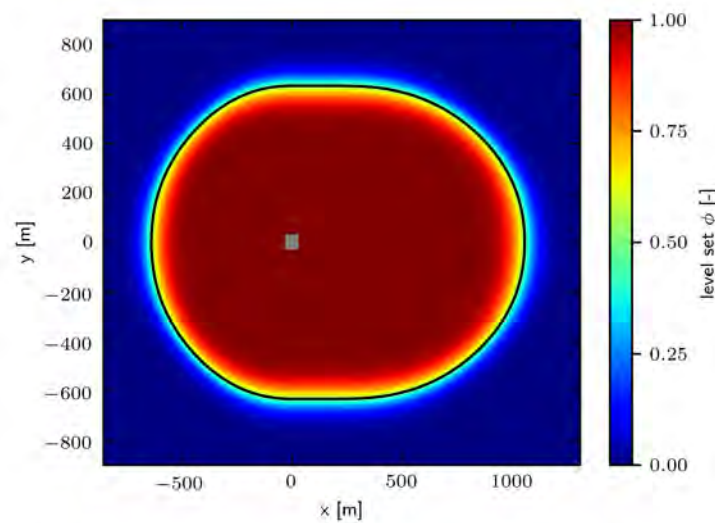


Figure II.1 – Champ de la fonction level-set ϕ pour le cas canonique (Annexe B de l'article) à $t = 20$ min à 25 m de résolution pour l'atmosphère et à 5 m de résolution pour le feu en mode forcé A2F (forçage du modèle de feu par le modèle atmosphérique). Le carré gris représente la zone d'allumage. Le trait noir représente l'isochrone $\phi = 0.5$.

Vitesse de propagation et viscosité numérique. La vitesse de propagation du front de feu est représentée par le modèle de Balbi [Balbi et al., 2009] dans sa formulation adaptée à des incendies de grande échelle [Santoni et al., 2011]. Cette formulation est détaillée dans l'article (Section 2.2 et Annexe A). La Table 4 de l'article donne typiquement les paramètres requis comme entrées du modèle de Balbi. Dans les cas d'étude présentés dans ce manuscrit centrés sur la campagne de terrain FireFlux I (Section 4.2 de l'article), le modèle de Balbi a été retenu afin de rester cohérent avec la précédente étude réalisée avec MÉSONH-FOREFIRE [Filippi et al., 2013].

Dans le cadre de l'équation d'Hamilton-Jacobi (Équation II.1), la vitesse de propagation $\mathcal{R} \equiv \mathcal{R}(x, y, t)$ correspond à un champ de surface qui dépend en chaque point du maillage, du vent de surface, de la teneur en eau de la végétation et des propriétés du combustible mais qui est indépendant des points voisins. Ces facteurs environnementaux peuvent être très hétérogènes dans le domaine de calcul considéré. De ce fait, une viscosité numérique utilisant l'opérateur Laplacien modifié, $\tilde{\Delta}\mathcal{R}$, est appliquée à la vitesse de propagation. Le calcul de \mathcal{R} se fait en trois étapes.

1. En chaque point de la grille de feu, une vitesse de propagation temporaire, notée \mathcal{R}^* , est calculée à partir de la formulation analytique de Balbi.
2. L'opérateur Laplacien modifié est calculé sur le champ temporaire, $\tilde{\Delta}\mathcal{R}^*$, sujet à des variations locales dues à des hétérogénéités dans les paramètres d'entrée :

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}^* + \varepsilon_{\mathcal{R}}\tilde{\Delta}\mathcal{R}^*, \quad (\text{II.2})$$

où $\varepsilon_{\mathcal{R}}$ est le coefficient de viscosité sur la vitesse de propagation qui est fixé par défaut à 0.1. Cette valeur a été jugée raisonnable au vu de tests numériques non montrés ici.

3. Cette opération de lissage est répétée une seconde fois afin d'obtenir un résultat satisfaisant sur la vitesse de propagation \mathcal{R} , soit

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}^* + \varepsilon_{\mathcal{R}}\tilde{\Delta}\mathcal{R}^* + \varepsilon_{\mathcal{R}}\tilde{\Delta}\left(\mathcal{R}^* + \varepsilon_{\mathcal{R}}\tilde{\Delta}\mathcal{R}^*\right). \quad (\text{II.3})$$

La méthode numérique présentée ici permet d'évaluer la vitesse de propagation en fonction des facteurs environnementaux et météorologiques du cas étudié. La convergence de cette méthode pour un cas canonique (propagation d'un feu à partir d'un allumage circulaire sous un vent uniforme) est présentée en Annexe B de l'article. Elle montre que le modèle de feu peut être résolu avec une résolution horizontale de 5 m sans perte de précision sur la position du front de feu, ce qui est plus intéressant en termes de temps de calcul que la méthode implémentée dans SFIRE qui requiert des résolutions submétriques [Mandel et al., 2011] (Section I.4.4.b) pour la représentation du front de feu. L'utilisation de cette méthode ne dépend pas de la paramétrisation de vitesse de front utilisée. Elle pourrait donc être utilisée avec la paramétrisation de Rothermel.

II.2.1.c Flux de chaleur de surface

Dans BLAZE, le calcul des flux de chaleur latente et sensible est basé sur le concept de réservoirs d'énergie (Section 2.3.1 de l'article). Ce calcul des flux est fait à l'intérieur de chaque maille du modèle de feu puis est moyenné sur l'ensemble des mailles du modèle de feu à l'intérieur d'une maille atmosphérique. Ainsi, le modèle atmosphérique voit un terme de flux de chaleur latente et un flux de chaleur sensible par maille. Contrairement à FOREFIRE qui basait son calcul de flux sur des polygones représentés par les marqueurs de feu (Figure I.20) BLAZE utilise une méthode différente qui utilise la valeur de la fonction level-set pour déterminer les flux de chaleur à injecter dans MÉSONH (Section 2.3.2 de l'article). Plus spécifiquement, cette méthode dénommée EFFR (*Explicit Fire Front Reconstruction*) est basée sur la reconstruction sous-maille de la position du front de feu, c'est-à-dire que la fraction brûlée de chaque maille du modèle de feu est estimée afin de sommer le plus précisément possible les différentes contributions aux flux de chaleur à l'échelle d'une maille atmosphérique.

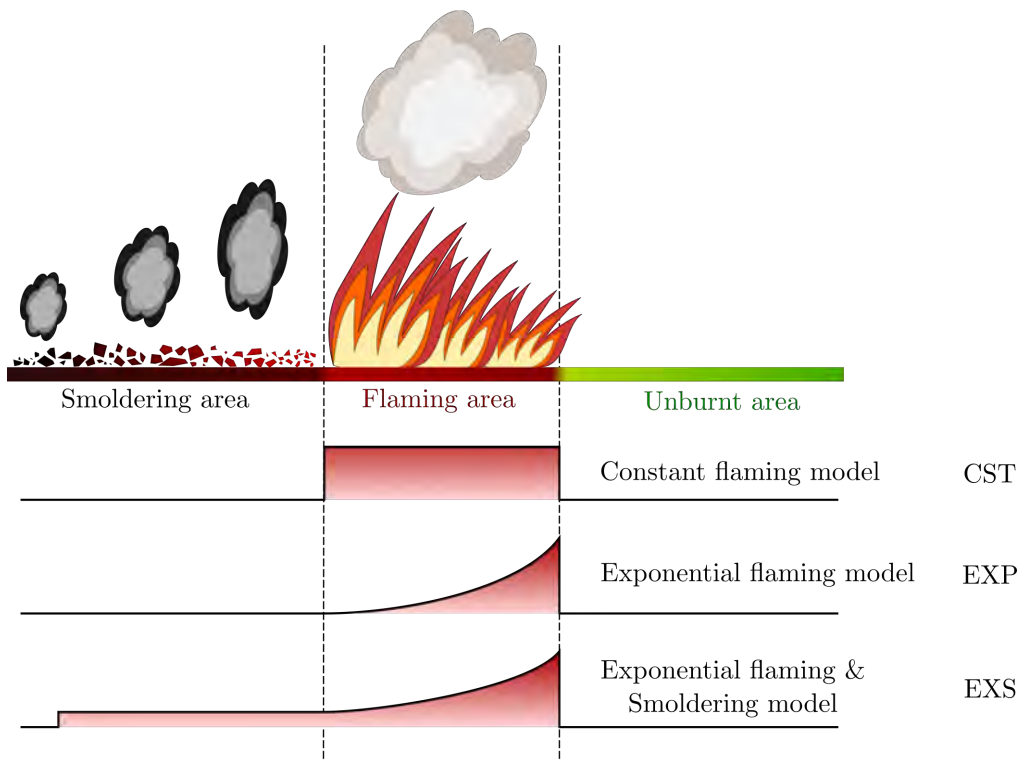


Figure II.2 – Représentation des différents modèles de flux (CST, EXP, EXS) de BLAZE. L'intensité du flux est représentée par les courbes et dépend de la zone considérée. La zone verte représente la zone non-brûlée, la zone rouge la partie en cours de combustion, qui est donc en flammes, et la zone noire représente la zone déjà brûlée où peut persister une combustion lente sans flamme.

De plus, trois paramétrisations distinctes de flux de chaleur sont intégrées dans BLAZE, représentées Figure II.2 et décrites dans la Table 3 de l'article. Une première paramétrisation, dénommée CST (*Constant parametrization*), considère des flux de chaleur latente et sensible constants à partir du temps d'arrivée jusqu'à ce que les réservoirs d'énergie soient vides. Une seconde paramétrisation, dénommée EXP (*Exponential parametrization*), a été introduite pour modéliser une décroissance exponentielle du flux dans la partie en flammes. Elle est plutôt utilisée pour le flux de chaleur latente car le flux de chaleur sensible dispose d'un modèle supplémentaire,

plus évolué. Cette troisième paramétrisation utilisée pour le flux de chaleur sensible, dénommée EXS (*Exponential and smoldering parametrization*), a été introduite pour modéliser les émissions de la zone déjà brûlée dans laquelle peut persister une combustion lente sans flammes.

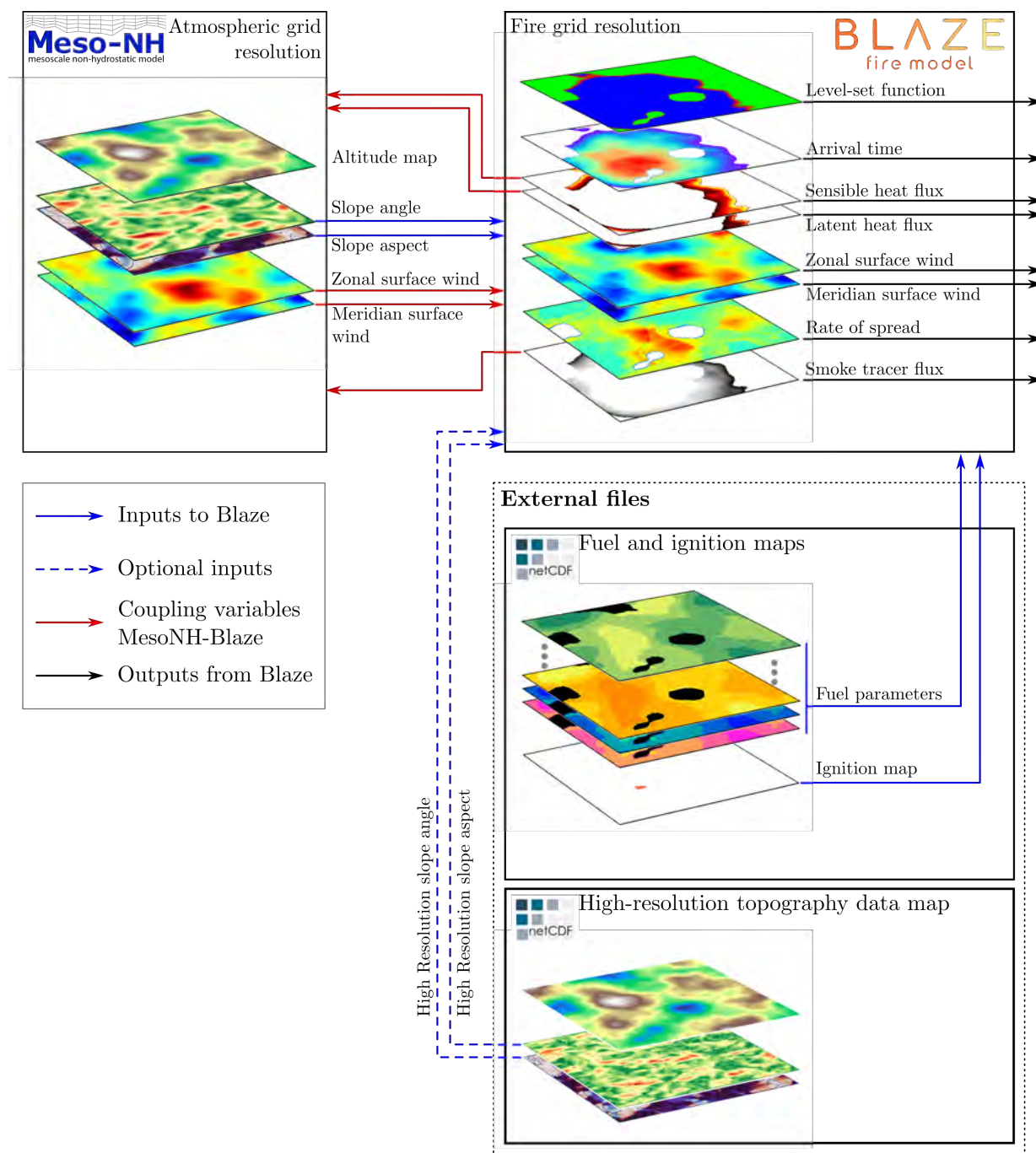


Figure II.3 – Représentation des entrées/sorties du modèle BLAZE et du couplage avec MÉSONH. Chaque couche représente un champ calculé par les modèles ou contenu dans les fichiers nécessaires au fonctionnement du système couplé. Les flèches représentent les échanges de données.

En résumé, BLAZE requiert en entrée les conditions de vent de surface et les cartes de propriétés du combustible végétal pour estimer la vitesse de propagation le long du front de feu. Le front de feu est représenté par la fonction level-set au fur et à mesure de sa progression. À partir de cette fonction level-set, BLAZE fournit en sortie l'évolution temporelle de la position du front de feu qui est concaténée sous la forme d'une matrice des temps d'arrivée. Il fournit également les flux de chaleur latente et sensible à la résolution atmosphérique souhaitée. Plus de

détails sur le calcul de ces entrées et sorties dans le contexte du système couplé MÉSONH-BLAZE sont donnés à la Section II.3. La Figure II.3 présente un schéma des entrées et sorties du système couplé MÉSONH-BLAZE. Les entrées liées à l’orographie sont représentées sur la Figure II.3 mais constituent un travail à venir, car BLAZE ne prend pas en compte à l’heure actuelle l’influence de la pente dans le calcul de la vitesse de propagation.

Le système couplé présente quelques limitations. Les cas étudiés ici se sont concentrés sur des terrains sans pente, car les brûlages dirigés tels que FireFlux I utilisés comme validation de MÉSONH-BLAZE sont le plus souvent réalisés sur des terrains plats pour que le comportement de l’incendie reste sous contrôle. Le relief n’est donc pas encore pris en compte dans BLAZE. Ce n’est cependant pas considéré comme un obstacle important. Il existe des formulations trigonométriques pour calculer la direction de propagation du front de feu en fonction de la direction du vent et de celle de la pente [Lautenberger, 2013]. L’angle de la pente intervient dans le calcul de la vitesse de propagation \mathcal{R} . De plus, les données du relief pourraient être intégrées en exploitant les bases de données de MÉSONH ou en utilisant les données BD-Topo de l’IGN pour aller à plus haute résolution comme le fait FOREFIRE. Une autre limitation concerne la représentation des processus chimiques. À l’heure actuelle, la fumée est représentée par un traceur passif injecté de manière proportionnelle au flux de chaleur sensible. Un modèle dédié au calcul d’émissions et compatible avec les modules de chimie de MÉSONH pourrait analyser les processus chimiques qui ont lieu au sein panache à l’instar de l’étude de Strada et al. [2012].

II.2.2 Résumé des contributions de l’article

L’article décrit le modèle de feu BLAZE et certaines de ses méthodes numériques innovantes, notamment la reconstruction explicite du front de feu (EFFR) pour améliorer les calculs de flux de chaleur. Il présente également les différents modes de couplage entre BLAZE et MÉSONH. Des simulations en mode forcé, de l’atmosphère vers le feu (A2F) ou du feu vers l’atmosphère (F2A), peuvent être réalisées pour étudier la convergence des méthodes numériques en fonction de la résolution sur certaines composantes du système et ainsi découpler les effets. Des simulations en mode couplé bidirectionnel (2WC) peuvent être également réalisées pour analyser les effets de rétroaction de l’atmosphère sur le comportement de l’incendie et étudier comment l’incendie peut créer sa propre dynamique météorologique. Le système couplé MÉSONH-BLAZE dans ces différents modes de couplage est validé sur la campagne de terrain FireFlux I. Ce cas correspond à un feu de prairie d’une superficie d’environ 30 ha d’herbe haute et se propageant sur un terrain plat au travers d’une végétation relativement homogène. Il est essentiellement doté de mesures atmosphériques (il y a une mesure du passage du feu au niveau de deux tours instrumentées dans le domaine).

L’article met l’accent sur quatre points résumés ci-dessous.

- i) Des méthodes numériques efficaces et précises (schémas d’ordre élevé, RK3-WENO3, ou nouvelle méthode de reconstruction de front sous-maille EFFR par exemple) sont implémentées dans BLAZE afin d’obtenir une bonne précision dans les résultats avec une viscosité numérique limitée et sans recours à une rectification de la fonction level-set. La méthode

EFFR permet de gagner un facteur 5 à 10 sur la résolution du modèle de feu par rapport à la méthode utilisée dans WRF-SFIRE pour une même précision des résultats.

- ii) La variabilité des résultats du système couplé MÉSONH-BLAZE associée à la variabilité des conditions atmosphériques de grande échelle a été mise en évidence. Cette variabilité de la turbulence en entrée est représentée en générant un ensemble de 10 à 15 simulations couplées, chaque membre de l'ensemble ayant un temps d'allumage de l'incendie décalé de 2 min pour couvrir une fenêtre temporelle de 20 à 30 min, ce qui est cohérent avec les temps caractéristiques de la turbulence atmosphérique. Elle a un impact sur la position et la forme du front de feu à un instant donné (la force du vent étant un paramètre intervenant dans le modèle de Balbi). Elle a également un impact sur l'amplitude et le phasage des variables atmosphériques d'intérêt impactées par la présence du feu (vitesse du vent horizontale et température à 2 m de hauteur, vitesse du vent verticale à 28 m de hauteur).
- iii) L'impact des flux de surface derrière le front de feu (via la paramétrisation EXS tenant compte d'une décroissance exponentielle des flux et d'une phase de *smoldering*) sur la dynamique atmosphérique proche de la surface a été mise en évidence. Cet impact se propage sur le comportement de l'incendie par rétroaction.
- iv) Les cas étudiés (cas canonique de propagation sous vent uniforme, puis campagne de terrain FireFlux I) montrent qu'une résolution horizontale de 5 m pour le modèle de feu est suffisante pour capturer les processus simulés, en termes de vitesse de propagation et de flux, ce qui est plus avantageux que la méthode utilisée dans WRF-SFIRE par exemple [Kochanski et al., 2011, 2013a].

Graphical Abstract

Subgrid-scale fire front reconstruction for ensemble coupled atmosphere-fire simulations of the FireFlux I experiment

Aurélien Costes, Mélanie C. Rochoux, Christine Lac, Valéry Masson



5 Highlights

Subgrid-scale fire front reconstruction for ensemble coupled atmosphere-fire simulations of the FireFlux I experiment

Aurélien Costes, Mélanie C. Rochoux, Christine Lac, Valéry Masson

- The Blaze level-set fire model is introduced to design more efficient coupled atmosphere-fire simulations.
- 10 • A new subgrid fireline reconstruction method allows to run coarse fire simulations and save computational time.
- Variability in the inflow turbulence has a significant impact on the wildland fire behavior.

Subgrid-scale fire front reconstruction for ensemble coupled atmosphere-fire simulations of the FireFlux I experiment

Aurélien Costes^{a,b,**}, Mélanie C. Rochoux^{a,*}, Christine Lac^b and Valéry Masson^b

^aCECI, Université de Toulouse, CNRS, Cerfacs, 42 Avenue Gaspard Coriolis, 31100 Toulouse, France

^bCNRM, Université de Toulouse, Météo-France, CNRS, 42 Avenue Gaspard Coriolis, 31100 Toulouse, France

ARTICLE INFO

Keywords:

Wildland fire
Fire spread
Fire weather
Blaze fire model
Level-set method
Heat flux parameterization
MesoNH atmosphere model
FireFlux I experiment

ABSTRACT

This paper introduces the Blaze fire model based on a Eulerian level-set front-tracking method and solved using high-order numerical schemes. Blaze includes an original and efficient subgrid-scale fire front reconstruction to substantially reduce computational cost and better localize surface heat fluxes compared to a weighted-averaged method. In this study, Blaze is coupled to the MesoNH atmospheric model to evaluate its performance against the FireFlux I experimental data set. Results show good agreement between simulations and measurements for both 25-m and 10-m atmospheric resolutions combined with a 5-m fire resolution. The fire-induced atmospheric flow below 10 m is correctly captured in the two-way coupled mode and leads to a realistic spread rate trend between the two instrumented towers compared to one-way forcing modes (forced and fire replay modes). A more realistic air temperature near the ground is obtained by considering heat fluxes in the already burnt area and not only at the flaming front. Also, the significant impact of inflow turbulence on both fire spread and fire-induced flow is highlighted. This study motivates the use of a statistical ensemble technique to account for near-surface turbulence and more generally, environmental variability at the scale of an experimental fire such as FireFlux I.

Nomenclature

Abbreviation

2WC two-way coupling mode

Ax Fy simulation with x-m resolution for the atmospheric model and y-m resolution for the fire model

A2F atmosphere-to-fire coupling mode

AGL above ground level

ASE available sensible energy

AWC available water content

CST constant flux parameterization

EFFR explicit fire front reconstruction

ENO essentially non oscillatory


EXS exponential-smoldering flux parameterization

F2A fire-to-atmosphere coupling mode

LS level-set

*Corresponding author

**Principal corresponding author

 aurelien.costes@cerfacs.fr (A. Costes); melanie.rochoux@cerfacs.fr (M.C. Rochoux)

ORCID(s): 0000-0003-4543-5107 (A. Costes); 0000-0001-7698-2213 (M.C. Rochoux); 0000-0003-0324-3991 (C. Lac); 0000-0001-8807-0545 (V. Masson)

LT local time
PPM piecewise parabolic method
RK Runge-Kutta
WA weighted average
55 WENO weighted essentially non oscillatory

Superscript

n time index

Subscript

(x, y) 2-D cartesian coordinates

60 d dead fuel
 h sensible heat
 i fire mesh index in the x -direction
 j fire mesh index in the y -direction
 l live fuel
65 w latent heat

Symbol

c_{pa} air calorific capacity
 c_{pd} fuel calorific capacity
 C case identifier in level-set reconstruction method
70 d intersection quantity in level-set reconstruction method
 e fuel layer thickness
 E_c combustion efficiency
 LAI leaf area index
 M fuel moisture content
75 \mathbf{n} fire front normal vector
 r Pearson correlation
 r_{00} radiant heat transfer parameter
 \mathcal{R} rate of spread
 \mathcal{R}_0 rate of spread without wind and slope
80 s fuel particle surface-area-to-volume ratio
 s_t stoichiometric mass-based air/fuel ratio
 S subgrid burning area

t	time	
T_a	air temperature	
T_i	ignition temperature	85
t^a	fire arrival time	
α_f	fraction of energy released during flaming phase	
Γ	fire mesh refinement ratio	
Δh	water evaporation enthalpy	
ΔH	combustion enthalpy	90
Δx	atmospheric horizontal mesh size	
Δx_f	fire mesh size	
$\tilde{\Delta}$	modified Laplacian operator	
ρ_a	air density	
ρ	fuel particle mass density	95
σ	fuel surface load	
ε_ϕ	diffusion coefficient for level-set function	
λ	stiffness parameter in level-set reconstruction method	
∇	gradient operator	
τ_0	residence time parameter	100
τ_f	fire residence time	
τ_e	characteristic time of exponential-smoldering flux parametrization	
ϕ	level-set function	
ψ	flux parametrization in fire model	

105 1. Introduction

Coupled atmosphere-fire modeling systems such as MesoNH-ForeFire [18, 19, 21], WRF-SFIRE [26, 27, 32] or WRF-FIRE [11, 36] (the last two having evolved from CAWFE/Coupled Atmosphere-Wildland Fire Environment [6, 13, 14]) provide an efficient way to represent the behavior of a large-scale wildland fire by simultaneously solving for the fire spread, the plume updraft and their mutual interactions [12]. In this framework, the fire spread is represented as a moving front separating the burnt area from the unburnt vegetation using a parameterization of the front speed, called rate of spread, which takes as inputs surface wind conditions, biomass moisture content, biomass fuel properties and terrain topography [3, 45, 53]. The rate of spread is subject to significant uncertainties due to the simplified modeling approach [16] but also due to the limited knowledge in the inputs [43, 44]. Coupling the fire spread model with an atmosphere model provides more realistic wind conditions as input to the fire spread model, which are known to be a key driver of the fire behavior [23, 41].

The level-set (LS) method [39, 49] is often used in front-tracking problems as an Eulerian formulation for interface transport. In wildland fire applications, it has been extensively used to propagate the time-evolving fire front [5, 31, 32, 36, 42, 55], for instance in ELMFIRE [31] and SFIRE [32]. Bova et al. [5] have shown the equivalence of the LS method with Lagrangian markers, used for instance in FARSITE [22] and ForeFire [20], for standalone fire spread modeling. However, the LS formalism is particularly suited for coupling with atmosphere models such as MesoNH [29, 30] or WRF [50]. An additional benefit of the LS is its ability to handle complex front geometry typical of wildfire events such as islands of unburnt fuel and merging fronts. The MesoNH-ForeFire system has, for instance, shown some scaling limitations when testing the atmospheric model sensitivity to mesh resolution and large-eddy simulation configuration. These limitations were partly due to the treatment of Lagrangian markers. To overcome this issue, a new fire model named Blaze has been developed to be easily embedded in atmospheric models and thereby design more efficient coupled atmosphere-fire modeling systems.

Blaze features two components: *i*) a spread component that propagates the fire front over time using a LS approach and given meteorological/environmental factors; and *ii*) a flux component that evaluates the surface latent/sensible heat fluxes released by the fire. When coupled with an atmospheric model, the fire model flux component imposes latent and sensible heat fluxes as surface boundary conditions to the atmosphere model, while the atmosphere model imposes the surface wind field as input to the fire model spread component. To make this coupling more computationally efficient, Blaze includes an original LS approach based on a subgrid-scale explicit fire front reconstruction (EFFR) method.

The observational datasets to evaluate coupled fire-atmosphere models have mainly been collected through experimental fires [40], among whom RxCADRE [37] and FireFlux [7, 10] field campaigns. One advantage of experimental fires as compared to active wildfires is the ability to control environmental conditions, even though it remains difficult to characterize initial and boundary conditions. One drawback is that the burning conditions (e.g. low wind, relatively

flat terrain) are not fully representative of actual uncontrolled wildfires. FireFlux experiments corresponding to experimental fires in homogeneous grass fields were specifically designed to measure quantities of interest at the scale of the atmospheric boundary layer, in order to provide the first observational datasets on the fire-induced meteorology. The 2006 FireFlux I experiment was a wind-dominated fire and was therefore used to validate WRF-SFIRE [26] and MesoNH-ForeFire [21]. For comparative purposes, the FireFlux I experiment is used in the present study as a first validation step of the Blaze fire model. 140

In this work, Blaze is coupled with an atmospheric model in large-eddy simulation mode to simulate turbulent flows and to have a realistic representation of the atmospheric boundary layer. Several coupling modes between Blaze and the atmospheric model are available to provide a flexible way to analyze the interactions between the different components of the coupled atmosphere-fire model. One-way coupling modes are of primary importance to study the forcing impact on the fire model and the atmospheric model in a separate way. The atmosphere-to-fire (A2F) mode gives insights into the atmospheric model forcing on the fire spread model without considering fire feedback on the atmosphere. Reciprocally, the fire-to-atmosphere (F2A) mode, also known as the fire replay mode in the literature [33], gives insights into the fire spread model forcing on the fire flux model component and on the micro-scale atmospheric fields without considering atmospheric feedback on the fire spread. Sensitivity tests with respect to the fire model resolution are performed to show Blaze convergence in terms of fire front location on the one hand, and in terms of heat flux intensity and distribution on the other hand. The benefits of the EFR method to represent surface heat fluxes are highlighted with respect to the LS weighted average method, which is for instance implemented in WRF-SFIRE to reconstruct the burning area. A two-way coupled (2WC) mode is finally used to highlight the impact of the fire-induced meteorology on the wildland fire behavior. For all coupling modes, ensembles of coupled atmosphere-fire simulations are carried out to study the influence of inflow turbulence on the wildland fire behavior. 145 150 155

The outline of the paper is as follows. The Blaze fire model is described in Section 2. The atmosphere-fire coupling strategies available in Blaze are presented in Section 3. Section 4 presents the simulation experiments used for Blaze evaluation, involving the MesoNH atmospheric model and the FireFlux I experimental dataset (referred to as FireFlux in the following). Results in one- and two-way coupling modes for different fire model resolutions and different atmospheric model resolutions are discussed in Section 5. 160

2. The Blaze fire model

The Blaze fire model features the following components: an Eulerian two-dimensional front-tracking model that relies on a LS method and uses a description of the local rate of spread based on Balbi's formulation [3]; and a flux parametrization that estimates the spatial distribution and intensity of the surface latent and sensible heat fluxes. If Blaze is embedded in an atmospheric model, these heat fluxes act as surface boundary conditions to solve the 165

atmospheric flow perturbed by the fire.

2.1. Level-set method for fire front tracking

170 2.1.1. Governing equation

The LS method is used to propagate the time-evolving fireline on a two-dimensional horizontal plane (x, y) . The two-dimensional fire grid is defined with respect to the resolution of the atmospheric data. Since the fireline propagation is a subgrid-scale process with respect to the atmosphere, the atmospheric mesh is divided into Γ_x cells in the x -direction and Γ_y cells in the y -direction to form the fire mesh in Blaze. A distinction is therefore made between the
 175 atmospheric surface mesh, referred to as “atmospheric mesh”, of resolution $(\Delta x, \Delta y)$, and the fire mesh of resolution $(\Delta x_f, \Delta y_f)$ with $\Delta x_f = \Delta x / \Gamma_x$ and $\Delta y_f = \Delta y / \Gamma_y$.

In Blaze, the LS function $\phi \equiv \phi(x, y, t)$ is not a signed distance but rather a bounded function $0 \leq \phi \leq 1$, where the contour line $\phi = 0.5$ is identified as the fire front; $\phi > 0.5$ represents burnt vegetation; and $\phi < 0.5$ represents unburnt vegetation at a given time t . The LS field is transported at the rate of spread \mathcal{R} and satisfies the following Hamilton-Jacobi equation:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \mathcal{R} \left(|\nabla \phi| + \epsilon_\phi \tilde{\Delta} \phi \right) \quad (1)$$

where $\nabla \phi = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)$ is the LS gradient, $\tilde{\Delta} \phi = \left(\Delta x_f \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \Delta y_f \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)$ is the fire-mesh-size-proportional Laplacian, $\epsilon_\phi \tilde{\Delta} \phi$ is the artificial viscosity term to ensure numerical stability, and \mathcal{R} represents the speed projected onto the normal direction \mathbf{n} to the fireline, $\mathbf{n} = -\nabla \phi / |\nabla \phi|$. \mathcal{R} is evaluated using Balbi’s rate-of-spread parameterization (Section 2.2).

180 2.1.2. Numerics

In Blaze, numerical tests have shown that $\epsilon_\phi = 0.1$ is sufficient to obtain a satisfactory solution for smooth spatial distribution of fuel properties consistently with Muñoz-Esparza et al. [36]. Numerical viscosity is also applied to the rate of spread to prevent from oscillations at the fire flanks due to atmospheric turbulence. It is worth noting that in WRF-SFIRE, Mandel et al. [32] recommended to use $\epsilon_\phi = 0.4$. This aspect will be important to investigate for
 185 heterogeneous fuel properties and high spatial variation of the rate of spread. However, this is beyond the scope of the present FireFlux experiment that is limited to a homogeneous grass fuel (Section 4.2).

Mandel et al. [32] initially implemented in WRF-SFIRE a second-order explicit RK (Runge-Kutta) scheme for time integration combined with first-order ENO (Essentially Non-Oscillatory) [38] scheme (RK2-ENO1). Muñoz-Esparza et al. [36] demonstrated that a high-order LS method using third-order explicit RK scheme combined with third-order
 190 WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) [25] scheme (RK3-WENO3) is efficient and much more accurate than RK2-ENO1. For this purpose, Eq. (1) is solved in Blaze using RK3-WENO3.

2.1.3. Burning map

Equation (1) is solved sequentially over the duration of the wildland fire. The resulting time-evolving fireline position is concatenated into an arrival time map. The arrival time $t^a \equiv t^a(x, y)$ is defined at the center of each fire cell and is defined by the time at which the LS function exceeds 0.5. The arrival time map is initialized at -1, meaning that no fire is in the domain. Ignition occurs and the arrival time map is iteratively updated. For a given fire cell (x, y) , at time t indexed by n , a negative arrival time means that the fire has not yet reached the center of the fire cell (i.e. $t^{a,n} = -1$ and $\phi^n < 0.5$). Consider the fire front has reached the fire cell at time $(t + \Delta t)$ indexed by $(n + 1)$, i.e. $\phi^{n+1} \geq 0.5$. Then, the arrival time $t^{a,n+1}$ for the fire cell (x, y) is estimated using linear interpolation between time t and time $(t + \Delta t)$. As the arrival time map t^a is a cumulative field, once the arrival time is calculated for a given fire cell (x, y) , it cannot change. The arrival time map is referred to as the burning map in the following.

2.2. Rate-of-spread parameterization

In this work, for consistency purpose with previous MesoNH-ForeFire studies, we follow the choices made by Filippi et al. [21]. The rate of spread \mathcal{R} is evaluated using Balbi's parameterization [3], which was adapted by Santoni et al. [48] to landscape-scale problem and used for instance to simulate wildland fires in the Mediterranean area [18, 52]. Balbi's formulation is detailed in Appendix A.

Similarly to the well-known Rothermel's formulation [45], the formulation due to Balbi is a parametric function of the rate of spread given terrain slope, surface wind speed, biomass moisture content and biomass fuel parameters. The list of the required input parameters is given in Table 4. There are two main differences between Balbi's and Rothermel's formulations. On the one hand, Balbi's formulation is based on mass, momentum and energy conservation, while Rothermel's one is only based on energy conservation. In Balbi's formulation, assumptions are made on the geometrical and thermodynamical properties of the flame to obtain a simplified rate-of-spread formulation at any point on the fire front. On the other hand, Balbi's formulation provides a varying no-wind rate of spread along the flanks and at the back of the fire even if the vegetation is homogeneous. This is not the case for Rothermel's formulation, whose constant no-wind rate of spread can become an issue to properly track the fire front propagation [26, 35].

In the present study, the near-surface wind conditions required as inputs to the rate-of-spread parametrization are derived from simulated atmospheric data at a constant height (Section 3). Kochanski et al. [28] showed that there is no clear relationship between the vertical resolution of the first atmospheric level and the surface wind at the fire level. For this reason, the surface wind conditions are given in Blaze at 2-m above ground level (AGL). They are then interpolated horizontally using two-dimensional bilinear interpolation with a twelve-point stencil. This aspect of the wind interpolation height will be important to investigate if there are some spatial variation of the vegetation height throughout the computational domain [56], but this is not necessary for the FireFlux case study.

2.3. Surface heat flux parameterization

Blaze provides an estimation of the sensible and latent heat fluxes at the surface, which can be seen as diagnostic variables of the fire model and which can be injected in an atmospheric model in the framework of coupled atmosphere-fire simulations. From an atmospheric model viewpoint, the fire is only represented as surface heat fluxes. This is why their description in terms of location and intensity is of first importance in coupled mode.

2.3.1. Energy reservoirs

The heat flux computation in Blaze is based on the concept of energy reservoirs. These reservoirs determine the amount of latent and sensible energy that is available in the vegetation and that can be injected from the surface into the atmosphere. The available water content (AWC) relates to the latent heat that can be transferred to the atmosphere due to water evaporation. The available sensible energy (ASE) relates to the sensible heat that can be transferred due to combustion. For each fire cell, the AWC and ASE quantities are initially estimated from biomass fuel parameters (Table 4) derived from [19, 32, 35]

$$AWC^0 = \sigma_d M_d + \sigma_l M_l \quad (2)$$

$$ASE^0 = \frac{(E_c + E_s) (1 - \chi_0) \sigma_d \Delta H}{1 + M_d} \quad (3)$$

where the default values for the flaming combustion efficiency ($E_c = 0.75$) and the radiant heat transfer fraction ($\chi_0 = 0.3$) are used [21], where the total energy release due to smoldering processes is zero ($E_s = 0$) if only the flaming phase of the fire is considered, and where the remaining fuel parameters are based on FireFlux field data (Section 4.2).

When the fire propagates, the energy released between time t and time $(t + \Delta t)$ is removed from the AWC and ASE reservoirs as follows:

$$AWC^{n+1} = AWC^n - \Delta t S^n \psi_w^n \quad (4)$$

$$ASE^{n+1} = ASE^n - \Delta t S^n \psi_h^n \quad (5)$$

where Δt is the fire model time step, S^n is the fraction of the fire cell that is currently burning, and ψ_w^n (ψ_h^n) is the fire cell contribution to the released latent (sensible) heat flux. The calculation of S^n is detailed in Section 2.3.2, and the calculation of both ψ_w^n and ψ_h^n is detailed in Section 2.3.3.

When the energy that should be released between t and $(t + \Delta t)$ is larger than the energy remaining in the reservoir (i.e. $AWC^n < \Delta t S^n \psi_w^n$ for latent heat), then the heat flux intensity is adjusted to have an empty reservoir at time $(t + \Delta t)$ (i.e. $\psi_w^n = \frac{AWC^n}{S^n \Delta t}$). When the reservoir is empty (i.e. $AWC^n = 0$), the heat flux intensity is zero (i.e. $\psi_w^n = 0$).

The same approach applies to ASE.

From the perspective of the atmospheric model, the heat flux contribution to a given atmospheric cell at a given time is calculated as the average of the heat fluxes computed for all fire cells contained in the atmospheric cell. 240

2.3.2. Explicit fire front reconstruction method

To compute latent and sensible heat fluxes at a given time in Eqs. (4)–(5), the fraction of the fire cell that is currently burning (S^n) is required. The method to estimate this quantity S^n for each fire mesh cell is detailed here. For clarity purpose, the time index n is dropped in this section. 245

In WRF-SFIRE, the subgrid-scale burning area is estimated through a weighted average of the LS [32] on a nine-point stencil around the considered fire cell (i, j) as follows:

$$S \equiv S_{i,j} = \frac{9}{16}\phi_{i,j} + \frac{3}{32}(\phi_{i-1,j} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i,j+1}) + \frac{1}{64}(\phi_{i-1,j-1} + \phi_{i+1,j-1} + \phi_{i+1,j+1} + \phi_{i-1,j+1}). \quad (6)$$

One limitation of this approach, referred to as the weighted average (WA) method in the following, is that its accuracy depends on the numerical diffusion of the fire front. The quality of the subgrid-scale burning area estimation is then closely related to the quality of the LS advection discretization and of the mesh resolution.

To overcome this limitation, the fire front is explicitly reconstructed within the fire cell using the EFR method in Blaze. The key idea is to map the contour line $\phi = 0.5$ inside the fire cell partitioned into four quadrants (S_1 to S_4 in Fig. 1). This is done in two steps. A first step identifies the intersections between the quadrant faces and the contour line $\phi = 0.5$. A second step represents the fire front as straight line between these intersections and derives the subgrid burning area in each of the four quadrants by only considering triangles and trapezes (red areas in Fig. 1). 250

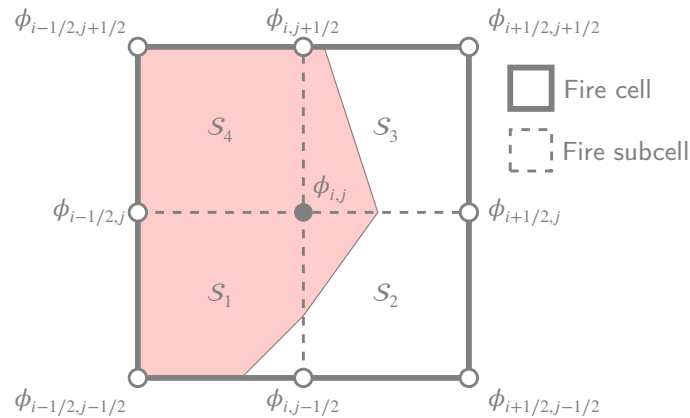


Figure 1: Schematic of the subgrid-scale burning area computation (red area) in a given fire cell (thick solid line) divided into four quadrants, or fire subcells, S_1 to S_4 (dashed straight lines). The thin solid line represents the reconstructed fire front through the EFR method.

Table 1

Possible values for the intersection quantity d_1 in a fire cell quadrant given the interpolated LS function at the corners $\{\phi_1, \phi_2\}$ – EFFR method

d_1	$\phi_1 < 0.5$	$\phi_1 \geq 0.5$
$\phi_2 < 0.5$	0	1
$\phi_2 \geq 0.5$	-1	0

In the first step, the LS function is interpolated at each corner of a given quadrant to estimate the quantities $\{\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4\}$ (see Table 2 for notations). The associated intersection quantities $\{d_1, d_2, d_3, d_4\}$ are computed as

$$d_1 = \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_1 - \frac{1}{2}\right) - \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_2 - \frac{1}{2}\right) \quad (7)$$

$$d_2 = \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_2 - \frac{1}{2}\right) - \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_3 - \frac{1}{2}\right) \quad (8)$$

$$d_3 = \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_4 - \frac{1}{2}\right) - \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_3 - \frac{1}{2}\right) \quad (9)$$

$$d_4 = \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_1 - \frac{1}{2}\right) - \operatorname{sgn}\left(\frac{1}{2}, \phi_4 - \frac{1}{2}\right) \quad (10)$$

where $\operatorname{sgn}(a, b)$ returns a with the sign of b . The possible values for the intersections quantities are then -1, 0 and 1. Table 1 gives an example of the possible intersection values for d_1 . Intersection quantities indicate if there is an intersection (non-zero values) but also where the LS function is above 0.5 (positive or negative values). In the second step, a case identifier denoted by C is derived from intersection quantities as follows:

$$C = 3^0(1 + d_1) + 3^1(1 + d_2) + 3^2(1 + d_3) + 3^3(1 + d_4). \quad (11)$$

C provides a way to identify the different fire front geometric configurations, and each identified case C has its specific area estimation S_C . In practice, only three equations are required to consider all possible cases:

$$S_{68}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) = \frac{(0.5 - \phi_1)^2}{2(\phi_2 - \phi_1)(\phi_4 - \phi_1)} \quad (12)$$

$$S_{70}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) = \frac{1}{2} \left[\frac{(0.5 - \phi_1)}{\phi_4 - \phi_1} + \frac{0.5 - \phi_2}{\phi_3 - \phi_2} \right] \quad (13)$$

$$S_{22}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) = \frac{-(\phi_4 - 0.5)^2}{2(\phi_4 - \phi_1)(\phi_3 - \phi_4)}. \quad (14)$$

The area for the other cases is obtained by combining or permuting previous formulas. Each case implemented in Blaze is given in Table 2. Note that case 56 is complementary to case 24 in identifier but the formulas are not. Indeed, the complementary area of case 24 is less realistic than the one of case 56 with two separated fronts in the same quadrant. This approach is applied for each of the four quadrants of a given fire cell. The subgrid burning area of the fire cell S

is finally obtained by averaging the burning area obtained for each of the four quadrants of the fire cell:

$$S = \frac{1}{4} (S_1 + S_2 + S_3 + S_4). \quad (15)$$

2.3.3. Surface heat flux formulation

To compute latent and sensible heat fluxes at a given time in Eqs. (4)–(5), the time-varying flux intensity denoted 255 by ψ_w^n for latent heat flux and ψ_h^n for sensible heat flux is required. The formulation of these quantities ψ_w^n and ψ_h^n is given in this section. Different parameterizations that only depend on time, the fire arrival time and the biomass fuel properties are available in Blaze. The CST and EXS flux parameterizations used in this study are briefly described here and are summarized in Table 3.

Constant flux parameterization (CST) In previous studies [19, 21], heat fluxes only accounted for the flaming 260 phase of the fire, meaning that heat fluxes were only injected into the atmospheric model at the fire arrival time and during a characteristic time called the flaming residence time τ_f [1]. This approach is referred to as the constant flux parameterization (CST). It consists of releasing a constant heat flux until the energy reservoir is empty.

Exponential flaming-smoldering parameterization (EXS) For coupled atmosphere-fire simulations, accounting 265 for the temporal variability of the heat flux may be important to represent the fire dynamic behavior as done in WRF-SFIRE [32]. Accounting for the sensible heat released behind the fire front (i.e. the smoldering phase of the fire) may also be important to capture the fire influence on the surrounding atmosphere by preheating the air entrained towards the fire front. These two effects are accounted for in Blaze through the exponential flaming-smoldering parameterization (EXS). An exponential decay of the latent and sensible heat fluxes is considered through the characteristic time $\tau_e = -\tau_f / \ln(1 - \alpha_f)$. The input parameter $0.5 \leq \alpha_f < 1$ represents the fraction of the total energy at the initial time (AWC⁰ 270 for latent heat and ASE⁰ for sensible heat) that is released during the flaming residence time τ_f . Smoldering effects are accounted for in two ways. First, they impact the total energy release (ASE⁰ in Eq. (3) with $E_s = 0.15$). Second, they contribute to the sensible heat flux, the smoldering contribution ψ_s is given as a fraction (0.9%) of the nominal sensible heat flux used in CST parameterization. It is worth noting that the smoldering contribution remains small in the present study since the smoldering effects are limited for grass fuels typical of the FireFlux experiment. This 275 aspect will be important to revisit when considering other biomass fuels than grass.

Vertical flux distribution Once computed at the surface, the average value of the heat fluxes over a given atmospheric grid Ψ [W m^{-2}] is vertically distributed using an exponential decay $\mathcal{F}(z)$ [W m^{-3}] = $F_0 \exp(z/z_f)$ in order to integrate heat fluxes directly in the corresponding prognostic equations of MesoNH. The term F_0 is computed by imposing the constraint $\int_0^{z_{\max}} \mathcal{F}(z) dz = \Psi$, with z_f and z_{\max} the two parameters of the vertical flux distribution. 280

3. Coupling strategy

This section presents the three coupling modes between Blaze and an atmospheric model that are used in this work. For each mode, the coupling variables are exchanged at each atmospheric time step.

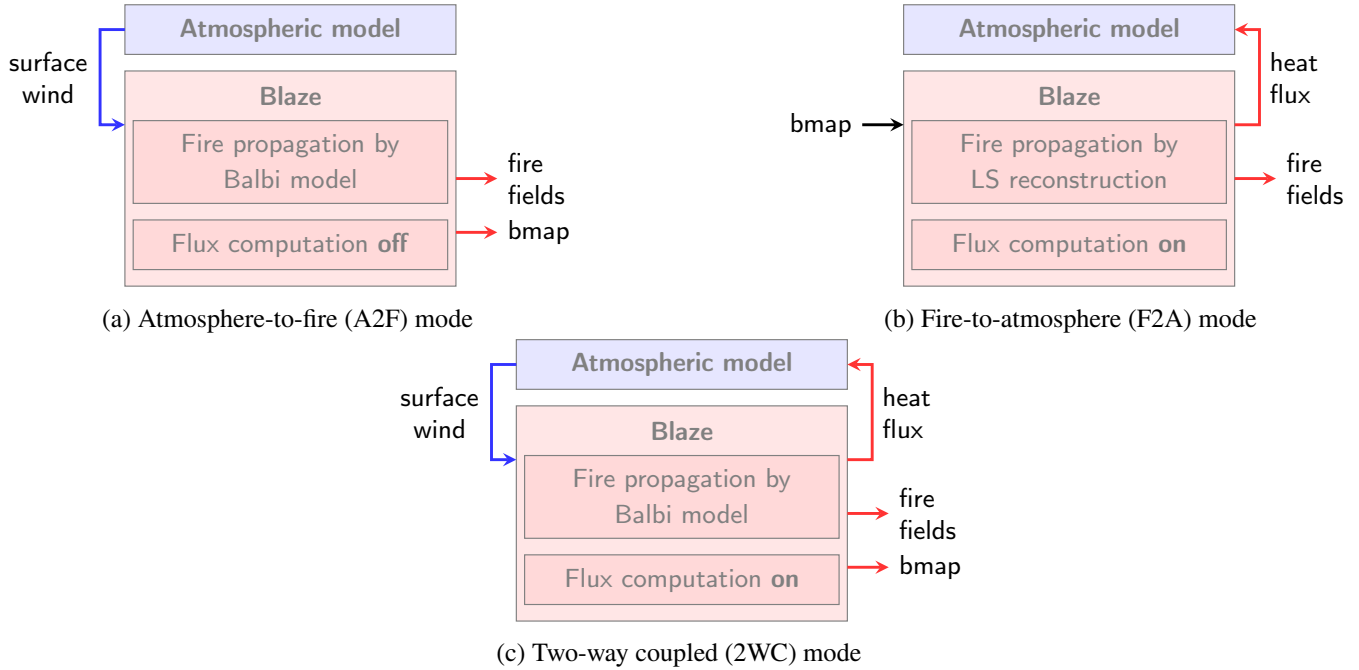


Figure 2: Schematics of Blaze coupling modes (bmap corresponds to the burning map defined in Section 2.1.3)

3.1. Forced atmosphere-to-fire mode (forced mode)

285

In the forced (A2F) mode (Fig. 2a), the fire spread is affected by the atmospheric flow but the wind conditions are not disturbed by the fire. Blaze requires the wind conditions near the surface from an atmospheric model to compute the Balbi's rate of fire spread but no heat flux computation is needed. As output, Blaze provides the burning map and the fire related fields (LS function ϕ , rate of spread \mathcal{R} , wind contribution to the rate of spread $(\mathcal{R} - \mathcal{R}_0)$, ASE and AWC).

290

3.2. Forced fire-to-atmosphere mode (fire replay mode)

To perform numerical convergence tests or investigate the atmospheric response to fire energy release, it is of primary interest to run simulations from a predetermined fire. This fire replay (F2A) mode (Fig. 2b) takes as input an existing burning map (obtained from simulation or observation), and computes latent and sensible heat fluxes to be injected into the atmospheric model. The fire spread model component is not used. Instead, a temporal reconstruction of the LS function ϕ is performed from information contained in the burning map. This is done through a sigmoid

function of parameter λ :

$$\phi(x, y, t) = \frac{1}{1 + e^{-\lambda(t-t^a(x,y))}} \quad (16)$$

where the stiffness parameter λ [s^{-1}] corresponds to the numerical spread of the LS function that would be obtained by integrating Eq. (1) using RK3-WENO3 numerical schemes. This is important to reconstruct a realistic LS field from the burning map to then force the atmosphere model.

In the present study, λ is assumed to be uniform in the domain but dependent on the fire mesh size Δx_f . Several Blaze simulations run on a simplified test case (Appendix B) have shown that λ is given by the following law with respect to Δx_f :

$$\lambda(\Delta x_f) = 2.136 e^{-0.211(\Delta x_f + 8.613)} + 0.064 \quad (17)$$

for $1 \leq \Delta x_f \leq 25$ [m]. This reconstruction leads to maximum error between reconstructed LS and original LS lower than 9% for the coarsest mesh and lower than 0.5% for the most refined mesh. Most importantly, the sigmoid formulation (Eq. 16) guarantees by definition the exact same fire front position represented by the contour line $\phi = 0.5$. The injected heat fluxes are thereby well reproduced in the F2A simulations compared to the original simulations carried out in two-way coupled mode for varying fire mesh resolution Δx_f . 295

3.3. Two-way coupled mode

The 2WC (Fig. 2c) accounts for the two-way interactions between the fire model and the atmospheric model, meaning that surface winds simulated by the atmosphere model are used as input to the fire spread model component and that the fire feedback onto the atmosphere is imposed through the surface latent and sensible heat flux model component in Blaze. 300

4. Verification and validation

4.1. MesoNH-Blaze coupled system 305

In this study, Blaze is coupled with the MesoNH [29, 30] atmosphere model. MesoNH, developed by both Météo-France and Laboratoire d'Aérodynamique, is a non-hydrostatic anelastic atmosphere model. MesoNH is used to simulate meso-scale (kilometric resolution) but also micro-scale (metric resolution) atmospheric flows [2, 4, 18, 46, 47, 54]. To numerically solve Navier-Stokes equations, MesoNH uses a five-stage third-order explicit RK scheme (RK53) for time integration associated with a fifth-order WENO scheme (WENO5) for wind advection and the piecewise parabolic method (PPM) for meteorological variables and tracer advection [15]. An explicit 3-D turbulence scheme [17] is 310

used with a mixing length given by the grid size. MesoNH is run in idealized configurations. Initially, turbulence is generated by adding a random potential temperature perturbation at the first vertical level of the atmosphere. A spin-up is then run to establish turbulence in the computational domain. Lateral boundary conditions are cyclic to enhance
315 turbulence. High-altitude winds are provided by geostrophic forcing. Blaze forces the MesoNH atmospheric model through the external land surface platform SURFEX [34]; in SURFEX the land cover and the surface parameters are provided by the ECOCLIMAP database. Due to the limited physical time that is simulated by MesoNH-Blaze in this work, the radiative scheme in Meso-NH is not activated.

In this study, the focus is made on analyzing the interactions between Blaze and an atmospheric model when
320 the flow is turbulent to be representative of actual atmospheric conditions during wildland fires. Before considering turbulent flows, a preliminary canonical test case is used to verify the fire spread component in Blaze in terms of rate of spread and computational cost. This is done in the A2F mode by simulating a simplified fire propagation over a flat terrain and forced by constant uniform wind simulated by MesoNH. This canonical case is detailed in Appendix B. Results show the good reproduction of the theoretical rate of spread due to Balbi and the good convergence of the fire
325 front positions simulated by Blaze with respect to the fire mesh resolution Δx_f (changing from 25 m to 1 m) when using a RK3-WENO3 numerical scheme. Muñoz-Esparza et al. [36]. The FireFlux [10] field-scale experiment is then used as a validation test case for Blaze when coupled with MesoNH in A2F, F2A and 2WC modes.

4.2. FireFlux experiment

4.2.1. Experimental setup

330 The FireFlux experiment was conducted on 23 February 2006 at the Houston Coastal Center, a research center at the University of Houston, USA. It corresponds to a 30-hectare fire burn (790 m by 385 m), where the main biomass fuel was tall grass. Figure 3 presents an overview of the experimental field. The day before the burn, some of the biomass fuel properties were measured. The estimated dead fuel load (σ_d) was 1.04 kg m^{-2} [10], the dead fuel density (ρ_d) was 400 kg m^{-3} , the dead fuel moisture content (M_d) was 9%, and the fuel depth (e) was 1.5 m. The corresponding
335 dead fuel packing ratio is $\beta_d = 1.7 \cdot 10^{-3}$. The live fuel represents 4% of the total fuel load [10] so that the live fuel load is $\sigma_l = 0.04 \text{ kg m}^{-2}$ and the corresponding packing ratio is $6.7 \cdot 10^{-5}$. The live fuel moisture content M_l is about 200% [10].

The fire was ignited on the North side of the lot; the ignition process was carried out by two firefighters, who simultaneously light the western and eastern parts of the ignition line starting from the ignition point. The western line
340 (respectively eastern) is 170 m long (respectively 215 m long), and is lit in 153 s (respectively in 163 s). The fire lasted about 15 min. Over the fire duration, the surface wind blew mainly from North to South with a limited magnitude (below 10 m s^{-1}) so that the fire propagated into the southern direction with a mean rate of spread of about 1.6 m s^{-1} .

Measurements were recorded at two towers (blue dots in Fig. 3), the main tower and the small tower, which were 43 m high and 10 m high, respectively. The two towers were instrumented with sonic anemometers and regularly-spaced thermocouples. Turbulence and thermodynamic experimental measurements are reported in [8, 9, 10].

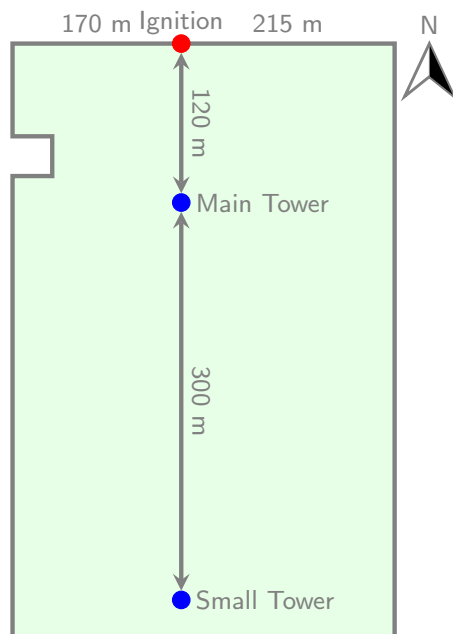


Figure 3: Schematic of the FireFlux experimental field. The red dot represents the ignition point. The blue dots represent the main and small tower positions. The green area corresponds to the burn lot until the small tower.

345

4.2.2. Simulation setup

To simulate the FireFlux experiment, the computational domain for MesoNH is 4 km by 7.5 km in the horizontal direction, and 1 km in the vertical direction. Ignition occurs at 12h43:30 LT (local time = UTC-5 h). The ignition point of the burn lot (red dot in Fig. 3) is located 500 m from the northern border and 2750 m from the western border of the domain. To be consistent with Filippi et al. [21], two different horizontal resolutions ($\Delta x = 10$ m referred to as A10, and $\Delta x = 25$ m referred to as A25 in the following) are tested. The grid is composed of 60 levels along the vertical direction. The grid is uniform with $\Delta z = 4$ m up to 45 m AGL. Above 45 m AGL, the vertical grid resolution decreases with a geometrical progression; a ratio of 1.06 is imposed and leads to $\Delta z = 50$ m at an elevation of 1047 m AGL. A spin-up period, which corresponds to the interval between 12h00 LT and 12h43:30 LT, aims at obtaining an atmospheric state that is close to the actual meteorological conditions (the initial state of the atmosphere for this spin-up simulation is defined by the radiosonde launched at 06h55 LT). This spin-up time period was sufficient to match simulation to observations in terms of mean and variance statistics at the main tower.

350

355

In SURFEX, the ECOCLIMAP database is set to Atlantic coast grass. Table 4 gives the parametric values of the Balbi's rate-of-spread formulation used to simulate FireFlux. The residence time τ_f is assumed to be constant and is set to 17 s [1], which has implications on the fuel particle surface-area-to-volume ratio, $s_l = s_d = 4,446 \text{ m}^{-1}$, since

360

$\tau_0 = 75,590 \text{ m}^{-1} \text{ s}$ is a model constant [48] through the relation $\tau_f \equiv d/\mathcal{R} = \tau_0/s_d$ with d the front depth [51]. In the present study, the only difference between live grass fuel and dead grass fuel relates to the moisture content, since no other information on the live fuel are available for the FireFlux experiment.

The CST flux parameterization (Table 3) is used with the parameters given in Table 4 so that during the flaming residence time τ_f the latent heat flux is $\psi_w = 0.015 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and the sensible heat flux is $\psi_h = 455 \text{ kW m}^{-2}$. The values of these heat fluxes are also used to calibrate the EXS flux parameterization and have a similar energy release over the fire duration. The two parameters of the vertical flux distribution are set as $z_s = 5 \text{ m}$ and $z_{\max} = 30 \text{ m}$ following numerical tests (not shown here).

Following some test results and Muñoz-Esparza et al. [36] recommendations, the RK3-WENO3 scheme is used in Blaze with the default values of 0.1 for artificial viscosity. The same spatial resolution is used in x - and y - directions (i.e. $\Delta x_f = \Delta y_f$).

To mimic the experimental ignition, drip torch ignition is used for both ignition lines in Blaze. The western 170-m long ignition line is lit in 153 s and the eastern 215-m long ignition line is lit in 163 s as in the experiment. Walking ignition is represented by imposing the arrival time at two points (x_a, y_a) and (x_b, y_b) . Then, the points affected by the ignition between (x_a, y_a) and (x_b, y_b) are identified by Bresenham's line algorithm and by linearly interpolating the arrival time at these intermediate points. The value of the LS function ϕ at these points is computed by the time reconstruction approach described in Section 3.2. The thickness of the ignition line is thereby related to the fire mesh resolution Δx_f .

5. Results for the Fireflux experiment

Several series of FireFlux simulation results in forced (A2F), fire replay (F2A) and two-way coupled (2WC) modes are presented in this section to provide insights into the MesoNH-Blaze coupling. The first objective is to determine the appropriate fire model resolution based on both spread and flux arguments (Section 5.1). The second objective is to highlight the sensitivity of the results to inflow turbulence (Section 5.2). The third and last objective is the validation of the coupled MesoNH-Blaze system by comparing coupled two-way simulation results with available measurements (Section 5.3).

5.1. Mesh convergence for fire spread and surface heat fluxes

The objective of the mesh convergence process is to determine the adequate fire mesh resolution for both spread and flux computations using one-way forcing modes (in forced mode A2F and in fire replay mode F2A).

5.1.1. Mesh convergence for fire spread in forced mode

Figure 4 compares the time-evolving fire front positions for 25-m (A25 in cool colors) and 10-m (A10 in warm colors) atmospheric forcing resolution at 1, 2, 3, 5 and 10 minutes after ignition in forced mode (A2F). For each atmospheric forcing resolution, three different fire mesh resolutions are tested: fire refinement ratios of 1, 5 and 25 are used for the 25-m configuration, and ratios of 1, 2, and 10 are used for the 10-m configuration so that at the coarsest fire mesh resolution MesoNH and Blaze are run at the same resolution ($\Delta x_f = 25$ m for $\Delta x = 25$ m and $\Delta x_f = 10$ m for $\Delta x = 10$ m) and the most refined fire mesh resolution is $\Delta x_f = 1$ m in both cases. Each configuration is identified by its atmospheric resolution A and its fire resolution F. The simulation at 10-m atmospheric resolution with a fire mesh resolution of 5 m (*i.e.* refinement ratio of 2) is denoted by A10 F5.

Results in Fig. 4 show that all fire front positions are overlapped for the A10 atmospheric configuration, meaning that a 10-m fire mesh resolution is sufficient to obtain satisfactory fire spread simulations at 10-m atmospheric forcing resolution. For the A25 atmospheric configuration, the A25 F25 simulation gives a slightly different propagation from the A25 F5 and A25 F1 configurations due to a poorer description of the LS gradients and approximations in the burn plot geometry. Thus, a 5-m fire mesh resolution ensures a good fire front propagation for both A25 and A10 atmospheric configurations in A2F mode.

The fire arrival at the main tower (+ symbol in Fig. 4), around 3 minutes after ignition for A25 configuration and below 3 minutes for A10 configuration, is close to the observations (the observed arrival time is around 3 minutes after ignition) The early arrival for the 10 m configuration can be explained by the fact that Blaze does not account for the fire transient phase of its increasing power towards its steady state. In Blaze, as soon as the fire is ignited, it releases its nominal power and advances at a steady rate of spread. Ignoring this transient state then leads to an excessively fast propagation between the ignition point and the main tower in the simulations. This changes between the main tower and the small tower (x symbol in Fig. 4). There, the simulated fire spread is slower than in the observations (4 minutes to move from the main tower to the small tower in the observations against 7 minutes in the simulations). This could be explained by the lack of two-way atmosphere-fire coupling: injecting heat fluxes at the fire front may induce a local increase in horizontal wind and thereby in fire spread rate.

5.1.2. Mesh convergence for surface heat fluxes in fire replay mode

This section compares two methods for surface heat flux computation in terms of fire mesh convergence: the new EFFF method introduced in this study, and the WA method implemented in Blaze following what is implemented in WRF-SFIRE (Section 2.3.2).

The objective of the fire replay mode (F2A) is to study the MesoNH atmospheric response to the configuration of the surface heat flux forcing in Blaze (e.g. subgrid fire front reconstruction, heat flux parameterization). In the F2A

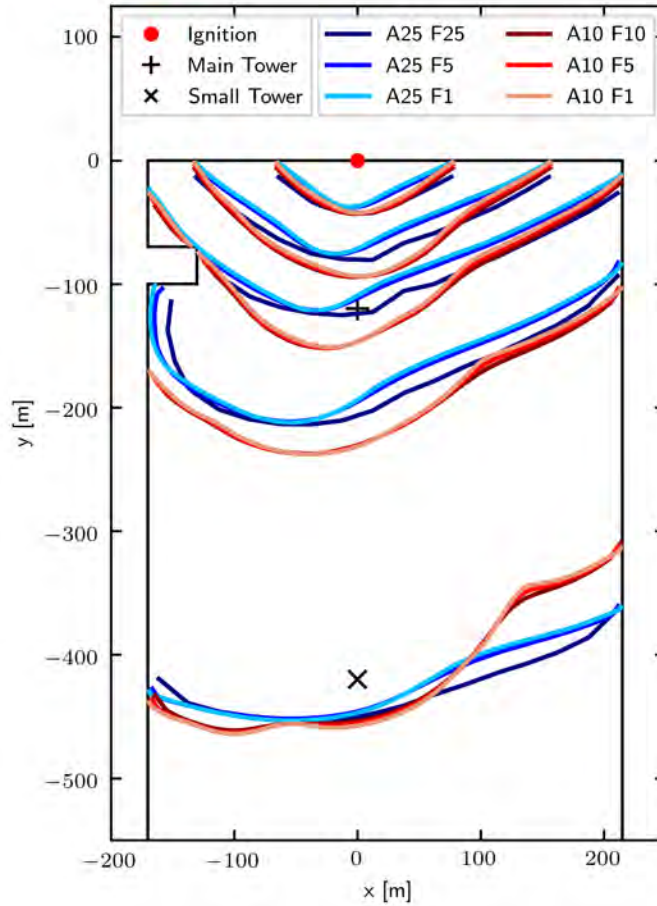


Figure 4: FireFlux test case in forced mode (A2F) – Time-evolving fire front positions 1, 2, 3, 5, and 10 minutes after ignition (red dot) for 25-m (cool colors) and 10-m (warm colors) atmospheric forcing resolution (A25, A10) and several fire mesh resolutions (F25, F10, F5, F1). Black symbols represent the main tower (+) and small tower (x) positions.

mode, the fire replay is defined by a burning map. In the present study, the burning map is obtained by taking the ensemble-mean burning map obtained in two-way coupled mode (2WC) with 10 m atmospheric resolution and 5 m fire resolution (configuration named A10 F5 in Section 5.3). The corresponding burning map is presented in Fig. 13. In this framework, a single atmospheric model simulation forced by the ensemble-mean A10 F5 burning map is run for two different atmospheric resolutions (A25 and A10). Figure 5 shows the different atmospheric quantities obtained at the main tower for the A25 configuration (left column) and for the A10 configuration (right column), that is (from top to bottom panels) the sensible heat flux, the 2-m air temperature, the 2-m horizontal wind speed and the 2-m vertical wind speed.

The fire impact on the atmosphere at the main tower is clearly visible as a temperature peak, a horizontal wind acceleration and an updraft followed by a downdraft. Consider the A25 configuration in the left panel of Fig. 5. At 8.3-m resolution, the sensible heat flux computed by the EFFR method follows the 1-m resolution signal and convergence is achieved when resolution increases. The higher the resolution, the smoother the heat flux signal. Consistently, atmospheric variables are also converged for resolutions finer than 8.3 m. For the WA method, the heat flux profile is

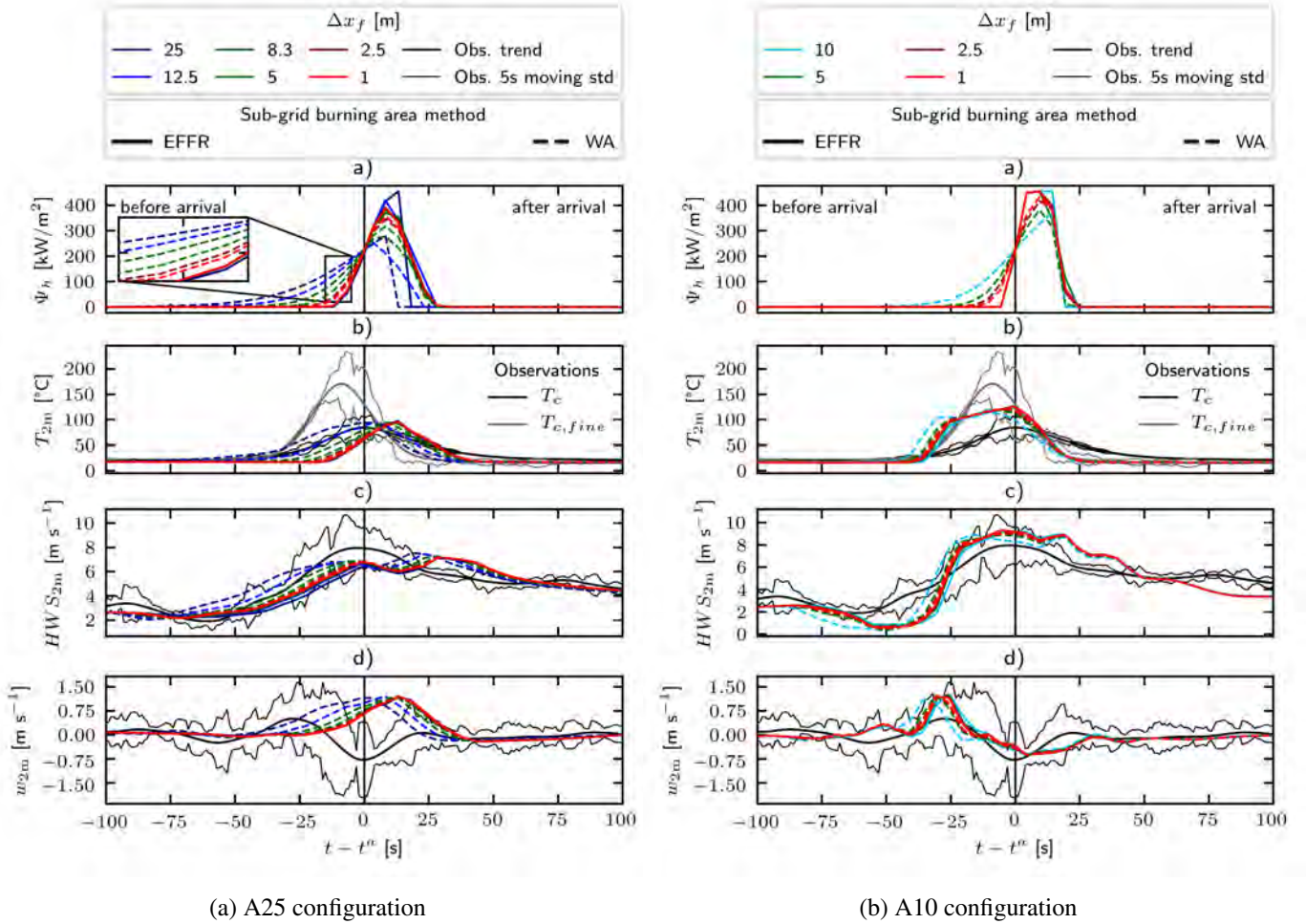


Figure 5: FireFlux test case in fire replay mode (F2A) – Time series of surface sensible heat flux, 2-m air temperature, 2-m horizontal wind speed and 2-m vertical wind speed at the main tower obtained for the CST flux parameterization. Colors represent different fire mesh resolutions (F25 to F1 in A25 configuration, F10 to F1 in A10 configuration). Solid lines correspond to EFFR results; dashed lines correspond to WA results. Black solid lines correspond to observations

highly diffused ahead of the fire front for each considered resolution. The heat flux release begins too early, up to 70 s in advance of the fire arrival time for 25-m resolution and about 50 s in advance for 8.3-m resolution. This leads to an offset in the atmospheric variables, whereas the EFFR method already achieves a converged heat flux profile at the 8.3-m resolution. Hence, the EFFR method allows for a much faster convergence for the surface heat fluxes and the near-surface atmospheric variables than the WA method. 435

To go further, Fig. 6 represents the deviation from optimal Pearson correlation coefficient $r = 1$ with respect to the fire refinement ratio Γ_x for the EFFR and WA methods for different quantities of interest (surface sensible heat flux, 2-m air temperature, 2-m horizontal wind speed and 2-m vertical wind speed). This deviation measures for a given quantity of interest, the difference between a given fire mesh resolution and the 1-m fire mesh resolution considered as a reference. The closer this deviation is to 0, the more the signal is converged. Considering the criterion $r > 0.999$, i.e. $1 - r < 10^{-3}$ to achieve a good convergence on the A25 atmospheric variables, results show that a 8.3-m resolution is 440

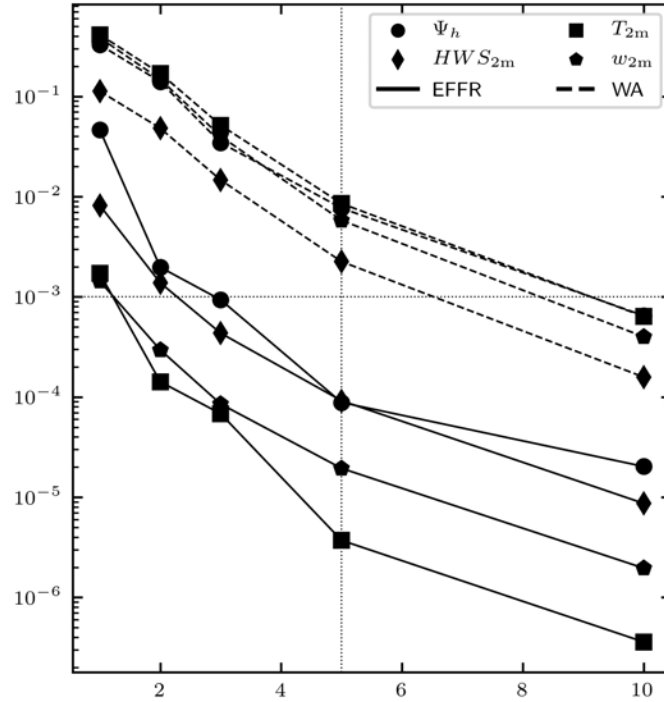


Figure 6: FireFlux test case in fire replay mode (F2A) – Pearson correlation error with respect to the fire refinement ratio Γ_x for several atmospheric quantities simulated at the main tower for the A25 configuration: surface sensible heat flux (circles), 2-m air temperature (squares), 2-m horizontal wind speed (losanges) and 2-m vertical wind speed (pentagons). The error is computed with respect to the 1-m fire model results (fire refinement ratio equal to $\Gamma_x = 25$). Solid lines correspond to EFRF results; dashed lines correspond to WA results. The horizontal dotted line corresponds to the threshold $1 - r = 10^{-3}$.

sufficient with the EFRF method, while a 2.5-m resolution is required with the WA method. The same trend is obtained
 445 for the A10 configuration.

The EFRF method can be used with a coarser resolution than the WA method to obtain similar results. For this purpose, a submetric fire model resolution is used in WRF-SFIRE (with the WA method) to simulate the FireFlux case [26, 28, 32]. The WA method requires a high computational effort for a result that is highly conditioned to the LS diffusion. In contrast, the EFRF method in MesoNH-Blaze gives a good heat flux profile even at 8.3-m fire model
 450 resolution. The heat flux signal is not as smooth as for higher resolutions. Hence, a 5-m fire model resolution appears as a good choice to ensure smooth heat flux injection and low computational effort for both A25 and A10 configurations.

Considering both spread arguments and flux arguments, the following MesoNH-Blaze results are obtained using the EFRF method for a fire mesh resolution equal to $\Delta x_f = \Delta y_f = 5$ m, i.e. for the A25 F5 and A10 F5 configurations.

5.2. Atmosphere and fire interactions in one-way mode

455 The objective of this section is to study some interaction effects between the atmosphere model and the fire model in one-way mode (forced mode A2F and fire replay mode F2A), that is *i*) the influence of atmospheric variability on the fire spread, and *ii*) the impact of the flux parametrization on the fire-induced flow.

5.2.1. *Impact of the inflow turbulence variability on the fire spread in forced mode*

Figure 4 highlights that the simulated fire spread is different according to the atmospheric resolution. The initial state of the atmosphere is slightly different between the A25 and A10 configurations due to inflow turbulence, leading to a different local atmospheric forcing at the ignition time despite an average coherence. The arrival of different turbulent eddies then modifies the early propagation between the two configurations in a noticeable way. For instance, a larger northern wind anomaly in the A10 configuration accelerates the propagation shortly after ignition. Still, 10 minutes after ignition, the propagation is coherent between the two configurations despite a different shape. The fluctuation effects in the near-surface turbulent wind flow and their subsequent effects on the fire spread are considered using a statistical ensemble technique.

To account for the variability in the inflow turbulence, a 15-member ensemble of MesoNH-Blaze simulations was carried out for each atmospheric configuration in forced mode (A2F). To change the turbulent flow structure, the ensemble is generated by modifying the ignition time. Each member is ignited with a 2-minute delay starting from 12h43 LT. Figure 7 shows the resulting ensemble of front positions (gray colors) at 1, 2, 5 and 10 minutes after ignition for the A10 F5 configuration. The ensemble-mean (obtained by averaging ensemble burning maps) is plotted in green. The original A10 F5 simulation that was already presented in Fig. 4 and that was ignited at 12h43:30s LT does not belong to the ensemble and is plotted in orange for comparative purpose.

Results show that the incident turbulent structure has a significant impact on the fire spread with a difference in the fire front positions exceeding 80 m 10 minutes after ignition. Between the two towers, the fastest member gives a rate of spread 21% larger than the slowest member. A variability is also observed in the fire front curvature with various front shapes within the ensemble. This is also important since the fire front shape influences the wind projection on the fire front normal vector and thereby impacts the rate of spread. This highlights the importance to consider the inflow turbulence variability to assess the performance of a coupled atmosphere-fire model. An ensemble of simulations will be considered in two-way coupled mode (Section 5.3).

5.2.2. *Impact of the surface heat flux parameterization on the atmosphere in fire replay mode*

The sensitivity of the atmospheric variables to changes in the surface heat flux parameterization (CST or EXS, Section 2.3) in the fire replay mode (F2A) is now studied. Figure 8 compares the atmospheric quantities of interest (from top to bottom panels: sensible heat flux, 2-m air temperature, 2-m horizontal wind speed, and 2-m vertical wind speed) simulated at the small tower for the A25 F5 configuration (blue curves) and for the A10 F5 configuration (red curves). By definition the CST (solid lines) and EXS (dashed-dotted lines) heat flux injection profiles mainly differ in their heat flux representation behind the fire front. That is why this study is done at the small tower, where the fire was ignited long enough to be able to preheat air flow behind the fire front and to be able to detect smoldering effects.

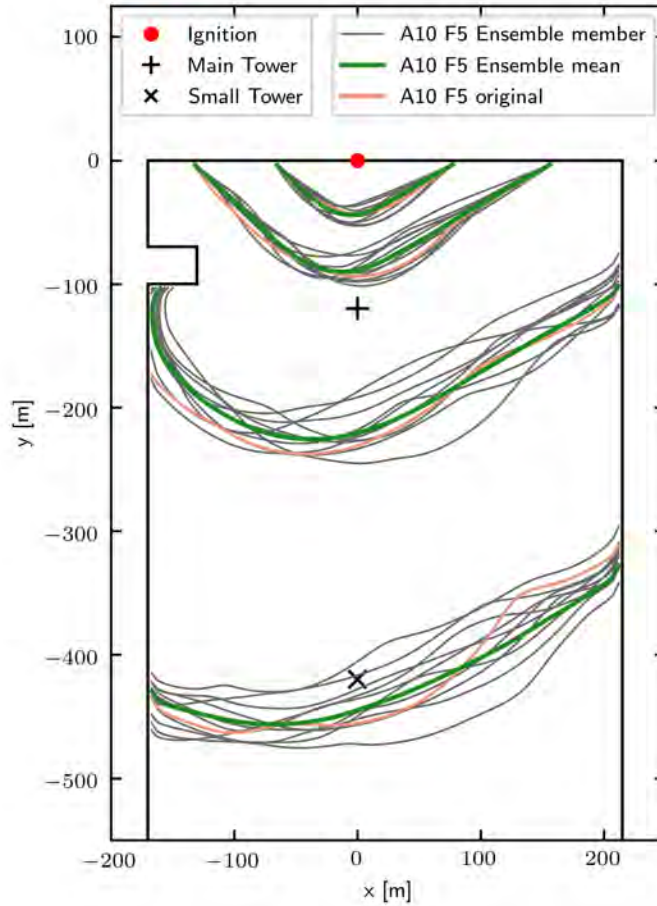


Figure 7: FireFlux test case in forced mode (A2F) – Time-evolving fire front positions 1, 2, 5, and 10 minutes after ignition (red dot) for 10-m atmospheric forcing resolution (A10) and 5-m fire mesh resolution (F5) for a 15-member ensemble. Gray contours represent ensemble members. The green contour represents the ensemble mean. The orange contour represents the original A10 F5 front positions presented in Fig. 4. Black symbols represent the main tower (+) and small tower (x) positions.

Figure 8 shows that the heat flux injection profile is smoother for the EXS parameterization than for the CST parameterization with a smooth decay towards the smoldering zone (when $10 < t - t^a < 50$ s), as expected by their definition. The maximum heat flux intensity reached just after the fire arrival time (vertical solid line) is larger in the A10 configurations than in the A25 configurations due to change in the atmospheric resolution.

The effect of including smoldering in the EXS parameterization is particularly visible on the 2-m air temperature time series, where a heating from +5 °C to +11 °C can be observed in the smoldering area (when $t - t^a > 20$ s) for the EXS parameterization compared to the CST one.

On top of a temporal signature of the fire, Fig. 8 also provides a characterization of the spatial structure of the fire from right ($t - t^a > 0$ s, behind the fire front and upstream for the wind) to left ($t - t^a < 0$ s, ahead of the fire front and downstream for the wind). Upstream, there is a clear acceleration in the horizontal wind speed in the EXS configurations compared to the CST configurations. This effect is stronger at 10-m atmospheric resolution where the

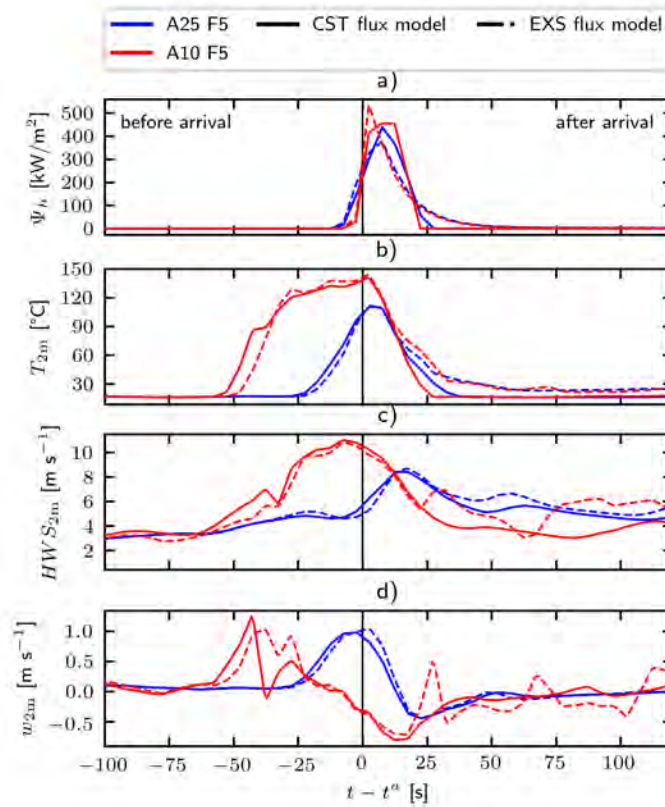


Figure 8: FireFlux test case in fire replay mode (F2A) – Time series of (a) surface sensible heat flux, (b) 2-m air temperature, (c) 2-m horizontal wind speed, and (d) 2-m vertical wind speed at the small tower obtained for the CST (solid lines) and EXS (dashed-dotted lines) parameterizations in the A25 F5 (in blue) and A10 F5 (in red) configurations. Black and gray lines correspond to A25 and A10 simulations without fire.

increase in horizontal wind speed can reach $+3.1 \text{ m s}^{-1}$. This modifies the incident wind on the fire. This can be explained by the increase in temperature 20-25 s behind the fire front. 500

To go further, the instantaneous 2-m air temperature and horizontal wind fields for each configuration (A25 F5 CST and EXS in top panels, A10 F5 CST and EXS in bottom panels) are shown in Fig. 9. The smoldering zone that preheats the air behind the fire front is clearly visible. The flow structure is then significantly modified, especially for the A10 configurations, with a temperature along the front much more heterogeneous than for the CST parameterization. 505

There are hot spots that seem more representative of an actual fire situation. The choice in the surface heat flux parameterization has therefore a significant impact on the fire-induced flow and will imply changes in the atmospheric feedback on the fire spread in 2WC mode. For this purpose, the EXS parameterization is used in the rest of the paper to account for smoldering.

[26, 28]. 510

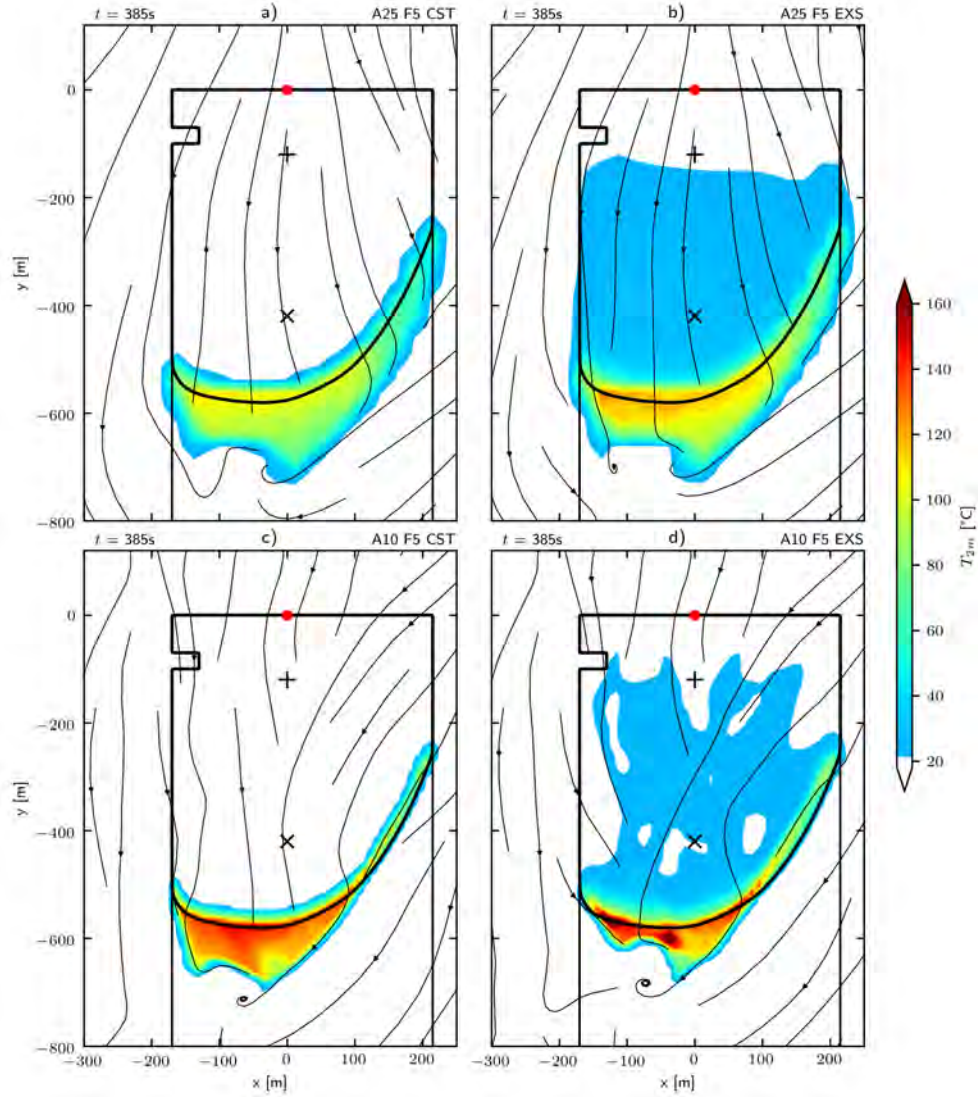


Figure 9: FireFlux test case in fire replay mode (F2A) – Horizontal cross section at 2-m AGL for air temperature and horizontal wind fields in the following configurations: (a) A25 F5 and CST, (b) A25 F5 and EXS, (c) A10 F5 and CST, and (d) A10 F5 and EXS.

5.3. Validation of MesoNH-Blaze model in two-way coupled (2WC) mode

In order to study the fire-atmosphere interactions, attention is now given to the two-way coupled mode that is able to represent the atmospheric feedback effects on the wildland fire behavior through the modification of the surface winds. Due to the significant impact of inflow turbulence on the fire spread shown in Section 5.2.1, a similar ensemble approach is adopted in 2WC mode. A 15-member ensemble is produced for each atmospheric resolution, A25 and A10, using the EXS flux parametrization. First, an analysis of the thermal plume is performed at the main tower. Second, the fire-induced flow is compared to the observations. Finally, the front propagation is evaluated in terms of spread rate and variability.

To compare simulations with measurements, a smoothing is performed using the Hodrick and Prescott [24] filter

with a filtering constant of 1600 as recommended by the authors. It gives a smoother trend than the generally used 5-s averaging method [26, 28]. The variability in the measurements is also represented by the 5-s standard deviation. The measurements are positioned on the time axis by considering the correlation between the arrival time and the temperature peak on the time series. For measurements, the Type T thermocouple is considered to be a better quality measurement and the time calibration is fixed on this signal. There is a significant variability difference between the measurements of the two thermocouples at the main tower. This is due to the shorter response time of the Type K thermocouple compared to its Type T counterpart.

5.3.1. Thermal plume

Figure 10 shows the time series of air temperature at all heights of the main tower (2 m, 10 m, 28 m and 42 m) for the A25 F5 and A10 F5 ensembles along with the *in situ* measurements. The ensemble mean is represented by the solid line, and the turbulence variability is accounted by the standard deviation of the ensemble in colored area (blue for A25 and red for A10). Results show that the temperature increase due to the fire passage is well represented by the coupled model. The temperature peak is reached at all heights with a slight delay, in particular at 10 m resolution, meaning that the plume is too vertical compared to the measurements. At 2 m height, the simulation temperature results are of the same order of magnitude as the two sets of observations. Above 2 m, the A10 ensemble is closer to the observed amplitude. The variability resulting from the inflow turbulence increases with altitude. This variability is particularly important at the temperature peak but also at the time of plume passage. Some members of the ensemble can therefore give a thermal plume structure closer to the measurements than the ensemble mean, highlighting again the importance of running an ensemble for coupled atmosphere-fire models.

5.3.2. Fire-induced wind

Figure 11 shows the horizontal wind induced by the fire passage at the main tower. The wind acceleration at 2 m and 10 m height (Figure 11d) is well captured by the coupled model for both A10 F5 and A25 F5 configurations despite the sensor fail at 10 m AGL. Above 10 m, the wind is slower in the simulations than in the measurements. This could explain why the thermal plume is too vertical. The ensemble variability is slightly more important in the A10 configuration than in the A25 configuration.

Figure 12 shows the vertical wind induced by the fire passage at the main tower. The updraft/downdraft alternation is fairly well represented, despite the significant time lag from a slightly different plume inclination than the one observed. The coupled model gives higher values of updraft velocity compared to measurements, which reinforce the vertical orientation of the simulated plume. Again, the variability due to inflow turbulence increases with altitude and is more important at 10 m resolution. This indicates that MesoNH-Blaze at high resolution is more sensitive to the inflow turbulence conditions for the scale of the FireFlux experiment, which remains of limited size compared to active

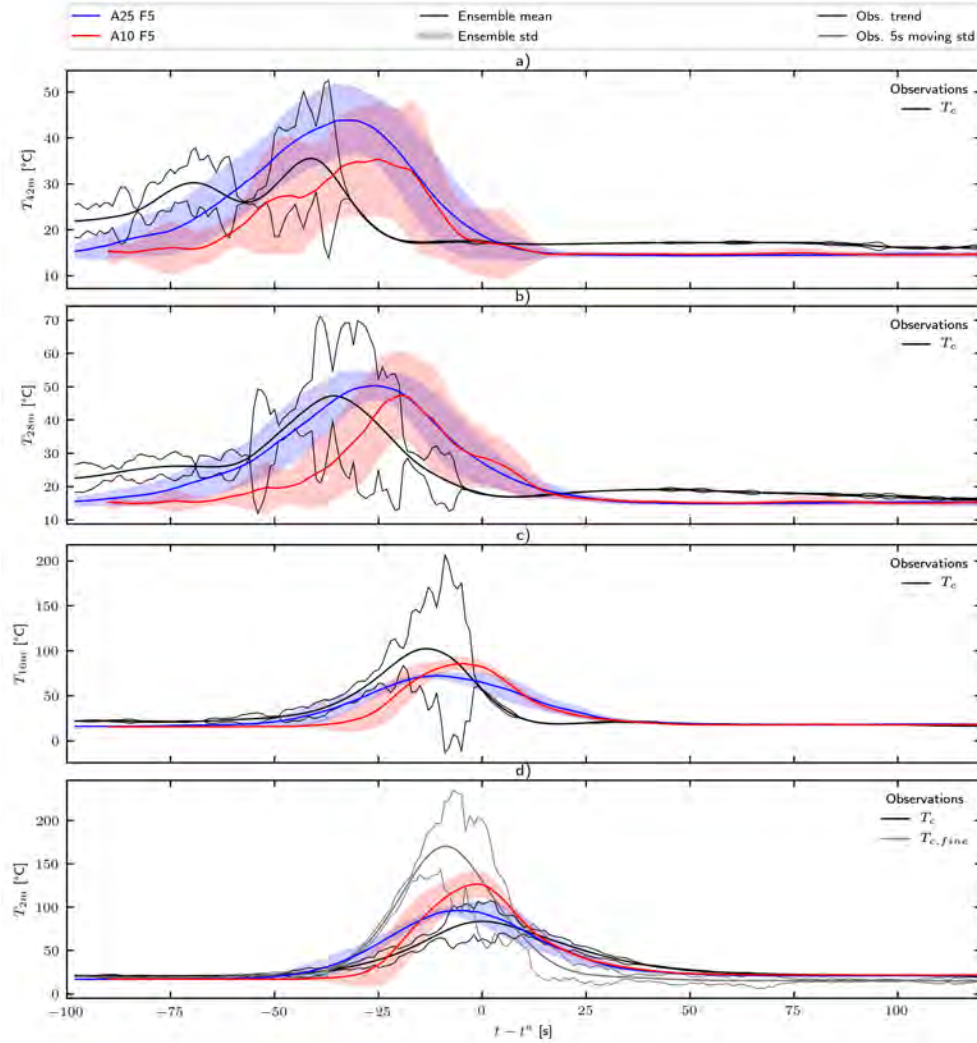


Figure 10: FireFlux test case in two-way coupled mode (2WC) – Temporal evolution at the main tower of air temperature at different heights: (a) 42 m, (b) 28 m, (c) 10 m, and (d) 2 m, for A25 F5 (blue colors) and A10 F5 (red colors) ensembles. Available measurements are given in gray and black colors.

wildfires.

Overall, the thermal structure of the plume and the fire-induced wind are reasonably well represented by the MesoNH-Blaze coupled model.

5.3.3. Fire spread

555 Figure 13 compares the fire front positions at different times for the A25 F5 and A10 F5 ensembles. The A10 F5 ensemble obtained in forced mode (A2F) is also represented to highlight the significant influence of the atmospheric feedback on the fire behavior. Results show large discrepancies in the fire front propagation between the 2WC simulations (blue curves for A25 F5 and red curves for A10 F5), and the A2F simulations (green curves). Accounting for the wind acceleration induced at the front by the fire energy release enhances fire propagation in 2WC mode. This also
 560 provides more curved fronts, which seem more realistic of actual fire propagation than in the forced mode. Results also

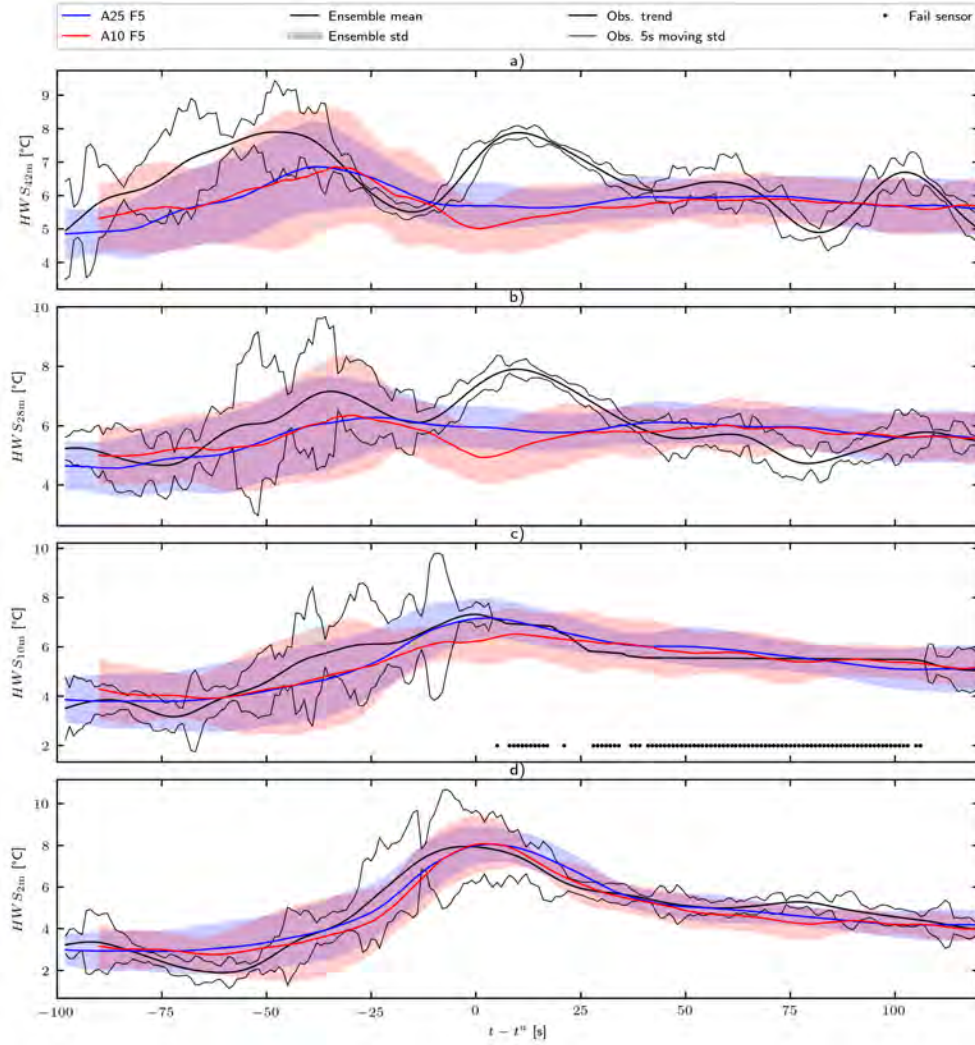


Figure 11: FireFlux test case in two-way coupled mode (2WC) – Temporal evolution at the main tower of horizontal wind speed (HWS) at different heights: (a) 42 m, (b) 28 m, (c) 10 m and (d) 2 m, for A25 F5 (blue colors) and A10 F5 (red colors) ensembles. Available measurements are given in gray and black colors.

show that the variability in the fire front positions is enhanced in the 2WC mode compared to the A2F mode, meaning that inflow turbulence has a stronger impact on the fire behavior in two-way mode than in forced mode.

For the FireFlux experiment, the only way to evaluate the fire spread simulated by the MesoNH-Blaze coupled model is through the time-averaged rate of spread between the main and small towers since this is the only measurement of the actual rate of spread. Rate-of-spread statistics are given in Table 5. The observed rate of spread was 1.61 m s^{-1} . In the ensemble simulations, the ensemble-averaged rate of spread (denoted by $\overline{\mathcal{R}(t_k^a)}$) is estimated as follows: the averaged rate of spread between the two towers is first computed for each ensemble member, and is then averaged over the ensemble. Additional statistics such as the minimum/maximum interval and the standard deviation are also given. Looking at the ensemble-averaged rate of spread, relative errors are -2.5%, -0.6%, and -53% for the 2WC A25 F5, 2WC A10 F5 and A2F A10 F5, respectively.

565

570

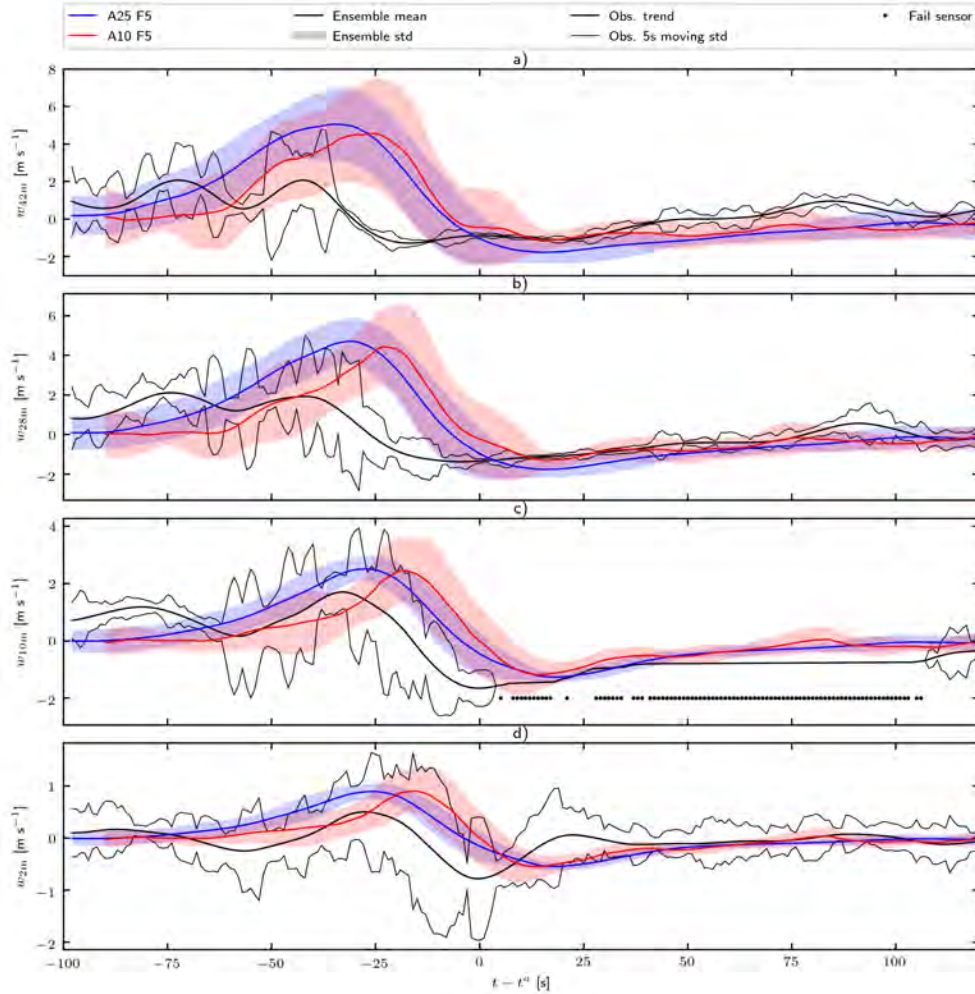


Figure 12: FireFlux test case in two-way coupled mode (2WC) – Temporal evolution at the main tower of vertical wind speed at different heights: (a) 42 m, (b) 28 m, (c) 10 m and (d) 2 m, for A25 F5 (blue colors) and A10 F5 (red colors) ensembles. Available measurements are given in gray and black colors.

The actual coupled model configuration thereby provides a good estimate of the time-averaged rate of spread between the two towers. The contribution of the coupling is significant since the proper representation of the horizontal wind induced by the fire leads to an increase in the spread rate to match the observed value. The variability due to inflow turbulence is higher in two-way coupled mode than in forced mode, especially at 10-m atmospheric resolution where one member is much slower than the others (1.25 m s^{-1} , i.e. 22% slower than the ensemble average). This variability is not evenly distributed along the fire front. It is mostly concentrated on the eastern flank, where a small deviation of the wind direction induces a large variation of the wind projection on the normal direction of the front and thereby on the spread rate.

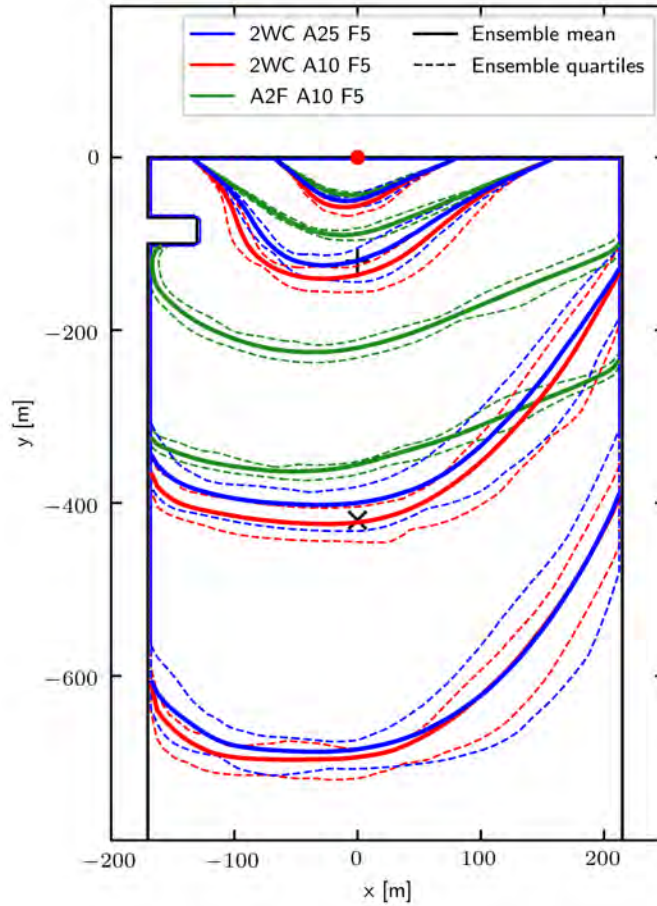


Figure 13: FireFlux test case in two-way coupled mode (2WC) – Time-evolving fire front positions at 1, 2, 5, and 8 minutes after ignition (red dot) for A25 F5 and A10 F5 ensembles. The A2F ensemble obtained for the A10 F5 configuration is also plotted for comparative purpose. Solid lines represent the ensemble mean. Dashed lines represent the quartiles. Black symbols represent the main tower (+) and small tower (x) positions.

Discussion

In order to better represent the fire-induced wind and fit the observed mean rate of spread between the two instrumented towers in the coupled simulations, a simple parameter adjustment has been performed on the ignition temperature T_i involved in Balbi's parameterization. T_i is known to be one of the predominant factors to which the simulated rate of spread is sensitive. The combustion efficiency E_c has also been calibrated to obtain realistic heat fluxes. This two-parameter adjustment has been successful to obtain realistic simulations of the atmosphere-fire interactions, providing a first validation of the new MesoNH-Blaze coupled model on the FireFlux I experimental fire.

Considering the air preheating in the burnt region, the smoldering area behind the fire front has an effect on the flow in the vicinity of the fire front and thereby significantly influences the fire spread. The flux parameterization and its impact at different scales would deserve further investigation in future work.

The reconstruction of the LS function from the burning map takes advantage of the bounded formulation $0 \leq \phi \leq 1$, but requires the calibration of the stiffness parameter λ . In this study, λ is considered as a function of the fire mesh

size Δx_f only. The formulation of λ has been adjusted on a simplified fire experiment and with a given fuel type. It would be more exhaustive to consider λ as a function of at least the fire mesh size Δx_f , the rate of spread without wind \mathcal{R}_0 (which is exclusively related to the biomass fuel) and the wind contribution to the rate of spread ($\mathcal{R} - \mathcal{R}_0$) (which differentiates the head fire and the back fire). This would allow a more accurate reconstruction in forced mode (F2A) runs and be more adapted for walking ignition.

The EFFR method is useful to have a less refined fire mesh in the coupled atmosphere-fire model compared to the WA method, for instance employed in WRF-SFIRE. At 10-m atmospheric resolution, Blaze can operate at 5-m resolution and provide relevant results without the need to go to submetric resolution as done in some WRF-SFIRE studies. For 2WC simulations, the relative additional computational cost associated with the fire model is 8% for the EFFR method against 25% for the WA method. At 25-m atmospheric resolution, the relative additional computational cost associated with the EFFR method is 14%. The EFFR method is thereby useful to save computational time in MesoNH-Blaze, in particular when running ensembles of simulations to account for inflow turbulence.

Concluding remarks

This paper presents an implementation of an innovative level-set formulation in the scope of the Blaze fire model coupled with an atmospheric model to be able to run ensembles of coupled atmosphere-fire simulations in an effective way. The FireFlux I field-scale experimental fire is used to evaluate Blaze when coupled with the MesoNH atmospheric model using one-way or two-way coupling modes.

High-order schemes (RK3, WENO3) have been integrated in Blaze to ensure accurate propagation at a reasonable computational cost. These numerical schemes provide a very low rate-of-spread error (less than 0.1%) on a uniform wind case without the need to reinitialize the level set. Numerical viscosity is applied to the level-set function as in Mandel et al. [32] and is also applied to the rate of spread to smooth out local variations due to inflow turbulence. Results show that under turbulent flow, Blaze features very good mesh convergence in forced mode (A2F) and fire replay mode (F2A), and that a 5-m fire mesh resolution provides a satisfactory solution for the FireFlux case that corresponds to a homogeneous grass fuel. This was possible thanks to the explicit fire front reconstruction (EFFR) method, which better localizes the heat fluxes and thereby improves the coupling of Blaze with the atmosphere model. The EFFR method was compared to the weighted average (WA) method, for instance employed in WRF-SFIRE [28, 32, 36]. Results show that the EFFR method outperforms the WA method in terms of mesh convergence, meaning that a much coarser fire model resolution can be used for equivalent performance using the EFFR method (5 m for EFFR compared to 1 m for WA). This economy in mesh refinement translates into improved code efficiency and consequently reduced computational cost for similar performance of MesoNH-Blaze.

Sensitivity tests were carried out to analyze the response of coupled atmosphere-fire simulations to changes in

the surface heat fluxes and inflow turbulence. Sensitivity results show that accounting for smoldering through the EXS parameterization induces a noticeable change in the structure of the incident flow in the vicinity of the fire. The incident wind accelerates and hot spots are present along the fire front. Sensitivity results also show the significant impact of the inflow turbulence on the fire front propagation. In A2F mode, the rate of spread can differ by up to 21% between the ensemble members. A detailed study in forced fire-to-atmosphere (F2A) mode and two-way coupled (2WC) mode demonstrated the good correlation between FireFlux I measurements and ensemble simulations at 25-m and 10-m atmospheric resolution in the range of variability of the measurements. The variability due to the incident turbulent structure remains however very large, with stronger effects in altitude and at finer atmospheric resolution. Some members in the ensemble were found to be very close to measurements due to favourable inflow turbulence. This implies that a good agreement between a single member and the measurements does not necessarily reveal a good agreement between the model and the reality since the signal at the tower is strongly conditioned by the inflow turbulence. The present study thereby highlights the importance of accounting for the variability of the near-surface wind flow at the scale of an experimental fire such as FireFlux I.

The FireFlux I experiment is a first validation test case for the newly-implemented MesoNH-Blaze coupled model. Terrain is flat, wind conditions are moderate, and biomass fuel is homogeneous and corresponds to grass. Future work includes extending the validation of MesoNH-Blaze to cases of increasing complexity, starting from different types of biomass fuels, including forest environment, to study the coupled model response to combined effects of inflow turbulence, canopy turbulence and fuel variability. This is an important step to validate the ability of MesoNH-Blaze to simulate realistic wildland fire behavior for different biomass fuels and different landscapes.

Acknowledgements

The Authors gratefully acknowledge support from ANR (ANR-16-CE04-0006, FIRECASTER) and LEFE/INSU. The Authors gratefully acknowledge Jean-Baptiste Filippi (CNRS) and Ronan Paugam (Cerfacs) for helpful discussions on coupled atmosphere-fire modeling and wildland fire modeling. They also acknowledge Juan Escobar (LA) for support on MesoNH.

CRedit authorship contribution statement

Aurélien Costes: Conceptualization, Methodology, Software, Validation, Writing - Original draft preparation. **Mélanie C. Rochoux:** Supervision, Writing - Review & Editing, Project administration, Funding acquisition. **Christine Lac:** Supervision, Writing - Review & Editing, Project administration, Funding acquisition. **Valéry Masson:** Supervision, Writing - Review & Editing.

References

- [1] Anderson, H.E., 1969. Heat transfer and fire spread. USDA Forest Service Research Paper INT doi:10.5962/bhl.title.69024.
- [2] Aumond, P., Masson, V., Lac, C., Gauvreau, B., Dupont, S., Berengier, M., 2013. Including the Drag Effects of Canopies: Real Case Large-Eddy Simulation Studies. *Boundary-Layer Meteorology* 146, 65–80. doi:10.1007/s10546-012-9758-x.
- 655 [3] Balbi, J.H., Morandini, F., Silvani, X., Filippi, J.B., Rinieri, F., 2009. A physical model for wildland fires. *Combustion and Flame* 156, 2217–2230. doi:10.1016/j.combustflame.2009.07.010.
- [4] Bergot, T., Escobar, J., Masson, V., 2015. Effect of small-scale surface heterogeneities and buildings on radiation fog: Large-eddy simulation study at Paris–Charles de Gaulle airport. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 141, 285–298. doi:10.1002/qj.2358.
- [5] Bova, A.S., Mell, W.E., Hoffman, C.M., 2015. A comparison of level set and marker methods for the simulation of wildland fire front
660 propagation. *International Journal of Wildland Fire* 25, 229–241. doi:10.1071/WF13178.
- [6] Clark, T.L., Jenkins, M.A., Coen, J., Packham, D., 1996. A coupled atmosphere–fire model: Convective feedback on fire-line dynamics. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 35, 875–901.
- [7] Clements, C.B., Kochanski, A.K., Seto, D., Davis, B., Camacho, C., Lareau, N.P., Contezac, J., Restaino, J., Heilman, W.E., Krueger, S.K.,
Butler, B., Ottmar, R.D., Vihnanek, R., Flynn, J., Filippi, J.B., Barboni, T., Hall, D.E., Mandel, J., Jenkins, M.A., O’Brien, J., Hornsby, B.,
665 Teske, C., 2019. The FireFlux II experiment: a model-guided field experiment to improve understanding of fire-atmosphere interactions and fire spread. *International Journal of Wildland Fire* 28, 308–326.
- [8] Clements, C.B., Potter, B.E., Zhong, S., 2006. In situ measurements of water vapor, heat, and CO₂ fluxes within a prescribed grass fire. *International Journal of Wildland Fire* 15, 299–306. doi:10.1071/WF05101.
- [9] Clements, C.B., Zhong, S., Bian, X., Heilman, W.E., Byun, D.W., 2008. First observations of turbulence generated by grass fires. *Journal of
670 Geophysical Research: Atmospheres* 113. doi:10.1029/2008JD010014.
- [10] Clements, C.B., Zhong, S., Goodrick, S., Li, J., Potter, B.E., Bian, X., Heilman, W.E., Charney, J.J., Perna, R., Jang, M., Lee, D., Patel, M., Street, S., Aumann, G., 2007. Observing the Dynamics of Wildland Grass Fires. *Bulletin of the American Meteorological Society* doi:10.1175/BAMS-88-9-1369.
- [11] Coen, J., Cameron, M., Michalakes, J., Patton, E., Riggan, P., Yedinak, K., 2013. Wrf-fire: Coupled weather–wildland fire modeling with the
675 weather research and forecasting model. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 52, 16–38.
- [12] Coen, J.L., Schroeder, W., Conway, S., Tarnay, L., 2020. Computational modeling of extreme wildland fire events: A synthesis of scientific understanding with applications to forecasting, land management, and firefighter safety. *Journal of Computational Science* 45, 101152. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877750320304531>, doi:10.1016/j.jocs.2020.101152.
- [13] Coen, J.L., Schroeder, W., Quayle, B., 2018a. The generation and forecast of extreme winds during the origin and progression of the 2017
680 tubbs fire. *Atmosphere* 9. URL: <https://www.mdpi.com/2073-4433/9/12/462>, doi:10.3390/atmos9120462.
- [14] Coen, J.L., Stavros, E.N., Fites-Kaufman, J.A., 2018b. Deconstructing the king megafire. *Ecological Applications* 28, 1565–1580. URL: <https://esajournals.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/eap.1752>, doi:<https://doi.org/10.1002/eap.1752>, arXiv:<https://esajournals.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/eap.1752>.
- [15] Colella, P., Woodward, P.R., 1984. The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations. *Journal of Computational Physics
685* 54, 174–201. doi:10.1016/0021-9991(84)90143-8.
- [16] Cruz, M.G., Alexander, M.E., Sullivan, A.L., Gould, J.S., Kilinc, M., 2018. Assessing improvements in models used to operationally predict wildland fire rate of spread. *Environmental Modelling & Software* 105, 54–63. doi:10.1016/j.envsoft.2018.03.027.
- [17] Cuxart, J., Bougeault, P., Redelsperger, J.L., 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal*

- of the Royal Meteorological Society 126, 1–30.
- [18] Filippi, J.B., Bosseur, F., Mari, C., Lac, C., 2018. Simulation of a large wildfire in a coupled fire-atmosphere model. *Atmosphere* 9. doi:10.3390/atmos9060218. 690
- [19] Filippi, J.B., Bosseur, F., Mari, C., Lac, C., Le Moigne, P., Cuenot, B., Veynante, D., Cariolle, D., Balbi, J.H., 2009. Coupled Atmosphere-Wildland Fire Modelling. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 1. doi:10.3894/JAMES.2009.1.11.
- [20] Filippi, J.B., Morandini, F., Balbi, J.H., Hill, D.R.C., 2011. Discrete event front-tracking simulation of a physical fire-spread model. *Simulation, Transactions of the Society for Modeling and Simulation International* 87, 555–580. 695
- [21] Filippi, J.B., Pialat, X., Clements, C.B., 2013. Assessment of ForeFire/Meso-NH for wildland fire/atmosphere coupled simulation of the FireFlux experiment. *Proceedings of the Combustion Institute* 34, 2633–2640.
- [22] Finney, M.A., 1998. FARSITE: Fire Area Simulator – Model Development and Evaluation. Technical Report. US Department of Agriculture, Forest Service, Rocky Mountain Research Station.
- [23] Fromm, M., Lindsey, D.T., Servranckx, R., Yue, G., Trickl, T., Sica, R., Doucet, P., Godin-Beekmann, S., 2010. The untold story of pyrocumulonimbus. *Bulletin of the American Meteorological Society* 91, 1193–1210. doi:10.1175/2010BAMS3004.1. 700
- [24] Hodrick, R.J., Prescott, E.C., 1997. Postwar U.S. Business Cycles: An Empirical Investigation. *Journal of Money, Credit and Banking* 29, 1–16. URL: <http://www.jstor.org/journals/ohio.press.html>.
- [25] Jiang, G.S., Shu, C.W., 1996. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *Journal of Computational Physics* 126, 202–228. doi:10.1006/jcph.1996.0130. 705
- [26] Kochanski, A.K., Jenkins, M.A., Mandel, J., Beezley, J.D., Clements, C.B., Krueger, S., 2013a. Evaluation of WRF-SFIRE performance with field observations from the FireFlux experiment. *Geoscientific Model Development* 6, 1109–1126. doi:10.5194/gmd-6-1109-2013.
- [27] Kochanski, A.K., Jenkins, M.A., Mandel, J., Beezley, J.D., Krueger, S.K., 2013b. Real time simulation of 2007 Santa Ana fires. *Forest Ecology and Management* 294, 136–149. doi:10.1016/j.foreco.2012.12.014.
- [28] Kochanski, A.K., Krueger, S.K., Jenkins, M.A., Mandel, J., Beezley, J.D., 2011. Coupled atmosphere-fire simulations of fireflux: Impacts of model resolution on model performance. *arXiv:1112.0494*. AMS, Ninth Symposium on Fire and Forest Meteorology, Palm Springs. 710
- [29] Lac, C., Masson, V., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Caumont, O., Colin, J., Couvreur, F., Cuxart, J., Delautier, G., Ducrocq, V., Geoffroy, O., Honnert, R., Lafore, J., Brossier, C., Libois, Q., Maric, T., Nuissier, O., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Ricard, D., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Stein, J., Taufour, M., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., Chaboureaud, J., Pinty, J., Escobar, J., Leriche, M., Bechtold, P., Berthet, S., Cohard, J., Dauhut, T., Gazen, D., Gheusi, F., Mari, C., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Pantillon, F., Richard, E., Seyfried, L., Suhre, K., Wautelet, P., Tulet, P., Barthe, C., Bielli, S., Pianezze, J., Auguste, F., Lunet, T., Bosseur, F., Filippi, J., Redelsperger, J., 2018. Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development* 11, 1929–1969. doi:10.5194/gmd-11-1929-2018. 715
- [30] Lafore, J.P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Hérelil, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J.P., Redelsperger, J.L., Richard, E., de Arellano, J.V.G., 1998. The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: Adiabatic formulation and control simulations, in: *Annales Geophysicae*, pp. 90–109. doi:10.1007/s00585-997-0090-6. 720
- [31] Lautenberger, C., 2013. Wildland fire modeling with an eulerian level set method and automated calibration. *Fire Safety Journal* 62, 289–298.
- [32] Mandel, J., Beezley, J.D., Kochanski, A.K., 2011. Coupled atmosphere-wildland fire modeling with WRF 3.3 and SFIRE 2011. *Geoscientific Model Development* 4, 591–610. doi:10.5194/gmd-4-591-2011.
- [33] Mandel, J., Beezley, J.D., Kochanski, A.K., Kondratenko, V.Y., Kim, M., 2012. Assimilation of perimeter data and coupling with fuel moisture in a wildland fire-atmosphere DDDAS. *Procedia Computer Science* 9, 1100–1109. doi:10.1016/j.procs.2012.04.119. 725

- [34] Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouysse, F., Brousseau, P., Brun, E., Calvet, J.C., Carrer, D., Decharme, B., Delire, C., Donier, S., Essaouini, K., Gibelin, A.L., Giordani, H., Habets, F., Jidane, M., Kerdraon, G., Kourzeneva, E., Lafaysse, M., Lafont, S., Lebeaupin Brossier, C., Lemonsu, A., Mahfouf, J.F., Marguinaud, P., Mokhtari, M., Morin, S., Pigeon, G., Salgado, R., Seity, Y., Taillefer, F., Tanguy, G., Tulet, P., Vincendon, B., Vionnet, V., Voldoire, A., 2013. The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of Earth surface variables and fluxes. *Geoscientific Model Development* 6, 929–960. doi:10.5194/gmd-6-929-2013.
- [35] Mell, W.E., Jenkins, M.A., Gould, J., Cheney, P., 2007. A physics-based approach to modelling grassland fires. *International Journal of Wildland Fire* 16, 1–22. doi:10.1071/WF06002.
- [36] Muñoz-Esparza, D., Kosović, B., Jiménez, P.A., Coen, J.L., 2018. An accurate fire-spread algorithm in the weather research and forecasting model using the level-set method. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 10, 908–926.
- [37] O'Brien, J.J., Loudermilk, E.L., Hornsby, B., Hudak, A.T., Bright, B.C., Dickinson, M.B., Hiers, J.K., Ottmar, R.D., 2016. High-resolution infrared thermography for capturing wildland fire behaviour: RxCADRE 2012. *International Journal of Wildland Fire* 25, 62–75.
- [38] Osher, S., Fedkiw, R.P., 2003. *Level set methods and dynamic implicit surfaces*. volume 1. Springer New York.
- [39] Osher, S., Sethian, J.A., 1988. Fronts propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of computational physics* 79, 12–49.
- [40] Prichard, S., Larkin, N.S., Ottmar, R., French, N.H., Baker, K., Brown, T., Clements, C., Dickinson, M., Hudak, A., Kochanski, A., Linn, R., Liu, Y., Potter, B., Mell, W., Tanzer, D., Urbanski, S., Watts, A., 2019. The Fire and Smoke Model Evaluation Experiment – A plan for integrated, large fire-atmosphere field campaigns. *Atmosphere* 10. doi:10.3390/atmos10020066.
- [41] Quill, R., Sharples, J.J., Wagenbrenner, N.S., Sidhu, L.A., Forthofer, J.M., 2019. Modeling Wind Direction Distributions Using a Diagnostic Model in the Context of Probabilistic Fire Spread Prediction. *Frontiers in Mechanical Engineering* 5, 5. doi:10.3389/fmech.2019.00005.
- [42] Rehm, R.G., McDermott, R.J., 2009. Fire front propagation using the level-set method. NIST, Technical Report 1611.
- [43] Rochoux, M.C., Emery, C., Ricci, S., Cuenot, B., Trouvé, A., 2015. Towards predictive data-driven simulations of wildfire spread – Part II: Ensemble Kalman Filter for the state estimation of a front-tracking simulator of wildfire spread. *Natural Hazards and Earth System Science* 15, 1721–1739. doi:10.5194/nhess-15-1721-2015.
- [44] Rochoux, M.C., Ricci, S., Lucor, D., Cuenot, B., Trouvé, A., 2014. Towards predictive data-driven simulations of wildfire spread – Part I: Reduced-cost ensemble Kalman filter based on a polynomial chaos surrogate model for parameter estimation. *Natural Hazards and Earth System Sciences* 14, 2951–2973. doi:10.5194/nhess-14-2951-2014.
- [45] Rothermel, R.C., 1972. A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels. Technical Report. U.S. Department of Agriculture, Forest Service, Intermountain forest and range experiment station. Ogden, Utah, USA.
- [46] Sabatier, T., Largeron, Y., Paci, A., Lac, C., Rodier, Q., Canut, G., Masson, V., 2020a. Semi-idealized simulations of wintertime flows and pollutant transport in an alpine valley. part ii: Passive tracer tracking. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 146, 827–845. doi:10.1002/qj.3710.
- [47] Sabatier, T., Paci, A., Lac, C., Canut, G., Largeron, Y., Masson, V., 2020b. Semi-idealized simulations of wintertime flows and pollutant transport in an alpine valley: Origins of local circulations (part i). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 146, 807–826. doi:10.1002/qj.3727.
- [48] Santoni, P.A., Filippi, J.B., Balbi, J.H., Bosseur, F., 2011. Wildland fire behaviour case studies and fuel models for landscape-scale fire modeling. *Journal of Combustion* 2011, ID613424. doi:10.1155/2011/613424.
- [49] Sethian, J.A., 1996. Theory, algorithms, and applications of level set methods for propagating interfaces. *ANU* 5, 309–395.

- [50] Skamarock, W., Klemp, J., Dudhia, J., Gill, D., Zhiquan, L., Berner, J., Wang, W., Powers, J., Duda, M.G., Barker, D.M., Huang, X.Y., 2019. A description of the advanced research wrf model version 4. NCAR Technical Note NCAR/TN-475+STR , 145doi:10.5065/1dfh-6p97. 765
- [51] Sneeuwjagt, R.J., Frandsen, W.H., 1977. Behavior of experimental grass fires vs. predictions based on Rothermel's fire model. Canadian Journal of Forest Research 7, 357–367.
- [52] Strada, S., Mari, C., Filippi, J.B., Bosseur, F., 2012. Wildfire and the atmosphere: Modelling the chemical and dynamic interactions at the regional scale. Atmospheric Environment 51, 234–249. doi:10.1016/j.atmosenv.2012.01.023. 770
- [53] Sullivan, A.L., 2009. Wildland surface fire spread modeling, 1990-2007. 2: Empirical and quasi-empirical models. International Journal of Wildland Fire 18, 369–386.
- [54] Vionnet, V., Martin, E., Masson, V., Lac, C., Naaim Bouvet, F., Guyomarc'h, G., 2017. High-resolution large eddy simulation of snow accumulation in alpine terrain. Journal of Geophysical Research: Atmospheres 122, 11,005–11,021. doi:10.1002/2017JD026947.
- [55] Zhang, C., Collin, A., Moireau, P., Trouvé, A., Rochoux, M.C., 2019. State-parameter estimation approach for data-driven wildland fire spread modeling: Application to the 2012 RxCADRE S5 field-scale experiment. Fire Safety Journal 105, 286–299. doi:10.1016/j.firesaf.2019.03.009. 775
- [56] Zhang, K., Verma, S., Trouvé, A., Lamorlette, A., 2020. A study of the canopy effect on fire regime transition using an objectively defined Byram convective number. Fire Safety Journal 112, 102950. doi:10.1016/j.firesaf.2020.102950.

A. Balbi's rate-of-spread parameterization

This Appendix provides all the equations required to estimate the rate of spread \mathcal{R} from Balbi's formulation given the definition of the input parameters in Table 4. These equations are taken from Santoni et al. [48].

A.1. Notations

A mix of live and dead vegetation is considered to represent the biomass fuel; the subscripts "l" and "d" are, respectively, for one-hour dead and thin live fuels in the following. The packing ratios, denoted by β_l and β_d , are computed for both live and dead fuels as

$$\beta_l = \frac{\sigma_l}{e\rho_l}, \quad \beta_d = \frac{\sigma_d}{e\rho_d}, \quad (\text{A.1})$$

where e [m] is the fuel layer thickness, σ_l [kg m^{-2}] (σ_d) is the live (dead) fuel surface loading, and ρ_l [kg m^{-3}] (ρ_d) is the live (dead) fuel particle mass density. For clarity purposes, we introduce the following notations:

$$S_l = s_l e \beta_l = \frac{s_l \sigma_l}{\rho_l}, \quad S_d = s_d e \beta_d = \frac{s_d \sigma_d}{\rho_d}. \quad (\text{A.2})$$

A.2. Nominal radiant temperature

We introduce the dimensionless variable ξ as

$$\xi = \frac{(M_l - M_d) S_l \Delta h}{S_d \Delta H}, \quad (\text{A.3})$$

where Δh [MJ kg^{-1}] is the water evaporation enthalpy and ΔH [MJ kg^{-1}] is the combustion enthalpy. The nominal radiant temperature denoted by T_n is then estimated as

$$T_n = T_a + \frac{\Delta H (1 - \chi_0) (1 - \xi)}{c_{pa} (1 + s_t)}, \quad (\text{A.4})$$

where T_a [K] is the air temperature, c_{pa} [$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$] is the air calorific capacity, χ_0 [-] is the radiant heat transfer fraction and s_t [-] is the air/fuel stoichiometry ratio.

A.3. Flame tilt angle

The flame gas velocity v_0 [m s^{-1}] satisfies

$$v_0 = v \frac{2 LAI (1 + s_t) T_n \rho_d}{\rho_a T_a \tau_0}, \quad (\text{A.5})$$

where LAI is the leaf area index, and ν [-] is the absorption coefficient for radiation defined as

$$\nu = \min\left(\frac{S_d}{LAI}, 1\right). \quad (\text{A.6})$$

Then, the flame tilt angle γ [rad] is defined as

$$\gamma = \alpha_{sl} + \arctan\left(\frac{U}{\nu_0}\right), \quad (\text{A.7})$$

where α_{sl} [rad] is the slope angle, and U is the horizontal wind speed at mid-flame height in the spread direction. In Balbi's rate-of-spread formulation, the wind is given in the fire front propagation direction.

A.4. No-wind no-slope rate of spread

790

By defining

$$a = \frac{\Delta h}{c_p(T_i - T_a)}, \quad (\text{A.8})$$

$$R_{00} = \frac{B T_n^4}{c_p(T_i - T_a)}, \quad (\text{A.9})$$

where c_p [$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$] is the fuel calorific ratio, T_i [K] is the ignition temperature, and $B = 5.670373 \times 10^{-8}$ [$\text{W}^{-2} \text{m K}^{-4}$] is the Stefan-Boltzmann constant, the rate of spread without wind and slope, denoted by \mathcal{R}_0 [m s^{-1}], is estimated as

$$\mathcal{R}_0 = \frac{e R_{00}}{\sigma_d(1 + a M_d)} \left(\frac{S_d}{S_d + S_l}\right)^2. \quad (\text{A.10})$$

Hence, $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0$ if the flame tilt angle is such as $\gamma \leq 0$.

A.5. Wind- and slope-aided rate of spread

For a flame tilt angle $\gamma > 0$, we define the following quantities:

$$A_0 = \frac{\chi_0 \Delta H}{4 c_p(T_i - T_a)}, \quad (\text{A.11})$$

$$A = \frac{\nu A_0 (1 - \xi)}{1 + a M_d}, \quad (\text{A.12})$$

$$r_0 = s_d r_{00}, \quad (\text{A.13})$$

$$G = \frac{r_0(1 + \sin \gamma - \cos \gamma)}{\cos \gamma}, \quad (\text{A.14})$$

$$\mathcal{R}_t = \mathcal{R}_0 + AG - \frac{r_0}{\cos \gamma}, \quad (\text{A.15})$$

where r_{00} [m s^{-1}] is the radiant heat transfer parameter. The wind-/slope-aided rate of spread \mathcal{R} is finally given by

$$\mathcal{R} = \frac{1}{2} \left(\mathcal{R}_t + \sqrt{\mathcal{R}_t^2 + \frac{4 r_0 \mathcal{R}_0}{\cos \gamma}} \right). \quad (\text{A.16})$$

B. Verification test case for Blaze: fire spread with uniform wind

This Appendix presents a test case to verify the good numerical behavior of the spread component in the Blaze fire model in the A2F mode (Fig. 2a). The objective is to show that the simulated rate of spread corresponds to the theoretical values given by Balbi's parameterization (Appendix A) along the fire front without considering the coupling with the atmosphere. The verification test case corresponds to a simplified fire propagation over a flat terrain with weak uniform wind (no turbulence is considered) and with a single ignition spot.

B.1. Numerical settings

The 3-D computational domain is 3.6-km by 2-km by 244 m. In MesoNH, the horizontal resolution is 25 m and the vertical direction is discretized with 40 vertical levels: the first level is at 4-m; a stretching ratio of 1.02 is applied until 200-m AGL and above this ratio becomes 1.05. A constant wind is set at the west border of the domain varying along the vertical from 2.3 m s^{-1} at the ground to 6.5 m s^{-1} above 100 m AGL. Lateral boundary conditions are cyclic. The reference pressure is 1017.10 hPa. The ground air temperature is 286 K. The land surface (e.g. roughness length, vegetation classes, land/water mask, soil texture) is described with the SURFEX platform [34]. In Blaze, the same biomass fuel as for the FireFlux experiment is used (Table 4), leading to a no-wind no slope rate of spread $\mathcal{R}_0 = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and a mean wind-aided rate of spread $\overline{\mathcal{R}} = 0.9 \text{ m s}^{-1}$. The ignition spot is a 50-m side squared patch that is 1225 m away from the western boundary and 1000 m away from the southern boundary.

The same numerical schemes as for the FireFlux experiment are used: RK3-WENO3 for advection combined with PPM for scalar tracer advection in MesoNH; RK3-WENO3 in Blaze but no artificial viscosity is added since there is no turbulence in the present test case.

Blaze is run for several fire mesh resolutions ($\Delta x_f, \Delta y_f$) to verify the convergence of the fire spread component. The same fire resolution is used along the x - and y -axis ($\Delta x_f = \Delta y_f$). Six fire refinement ratios Γ_x (1, 2, 3, 5, 10, and 25) are tested so that the fire mesh size Δx_f varies between 25 m to 1 m for the different Blaze configurations.

B.2. Results and discussion

Figure 14a compares the fire front positions at 5-min time intervals for the six different fire refinement ratios. Results for a fire refinement ratio equal to 1 are indicated in blue line (this corresponds to the same resolution between MesoNH and Blaze); results for a fire refinement ratio equal to 25 are indicated in red line (this corresponds to the finest resolution tested in Blaze). The theoretical fire front position obtained using the standalone Balbi's parameterization are indicated in black lines at the head fire, on the flanks and at the back fire. Figure 14b shows the evolution of the rate-of-spread relative error as the fire refinement ratio Γ_x increases, i.e. as the fire mesh resolution increases. This error is computed with respect to Balbi's theoretical rate of spread.

Results show that the fire spread is symmetrical with respect to the y -axis as expected under uniform wind conditions blowing from the West. Each fire mesh resolution, from 25 m to 1 m, is able to correctly propagate the fire over the 20-min time period. The choice of the fire mesh resolution has some slight impact in high curvature areas. Blaze is able to match the theoretical rate of spread given by Balbi's parameterization. At the head fire and the back fire, the rate-of-spread error is dropping exponentially with the fire mesh refinement. The rate-of-spread error is about 0.16% for $\Delta x_f = 25$ m and -0.01% for $\Delta x_f = 1$ m.

It is of high interest to compare the head rate-of-spread error rates with those obtained in Muñoz-Esparza et al. [36]. In [36], when using the RK3-WENO3 numerical scheme, the rate-of-spread error is respectively -10% and -7% for 25-m and 12.5-m fire mesh resolutions. It increases to -15% and -10% when using the ENO1-RK2 scheme implemented in SFIRE [32]. In Blaze, at 12.5-m resolution (i.e. refinement ratio $\Gamma_x = 2$), the rate-of-spread error is equal to 0.1% when using RK3-WENO3 without adding numerical viscosity. To reduce the error magnitude to 0.1%, Muñoz-Esparza et al. [36] shows that the fire spread model requires a higher order numerical scheme (WENO5) and reinitializing the LS function, which significantly increases the computational cost (by about 30%).

To conclude, Blaze provides a good balance in terms of rate-of-spread error and computational cost to be coupled with an atmosphere model for simulating experimental fires such as the FireFlux experiment. Such numerical studies will have to be revisited for large-scale wildfires, which are subject to heterogeneous fuel properties and spatially-varying winds enhanced by terrain topography.

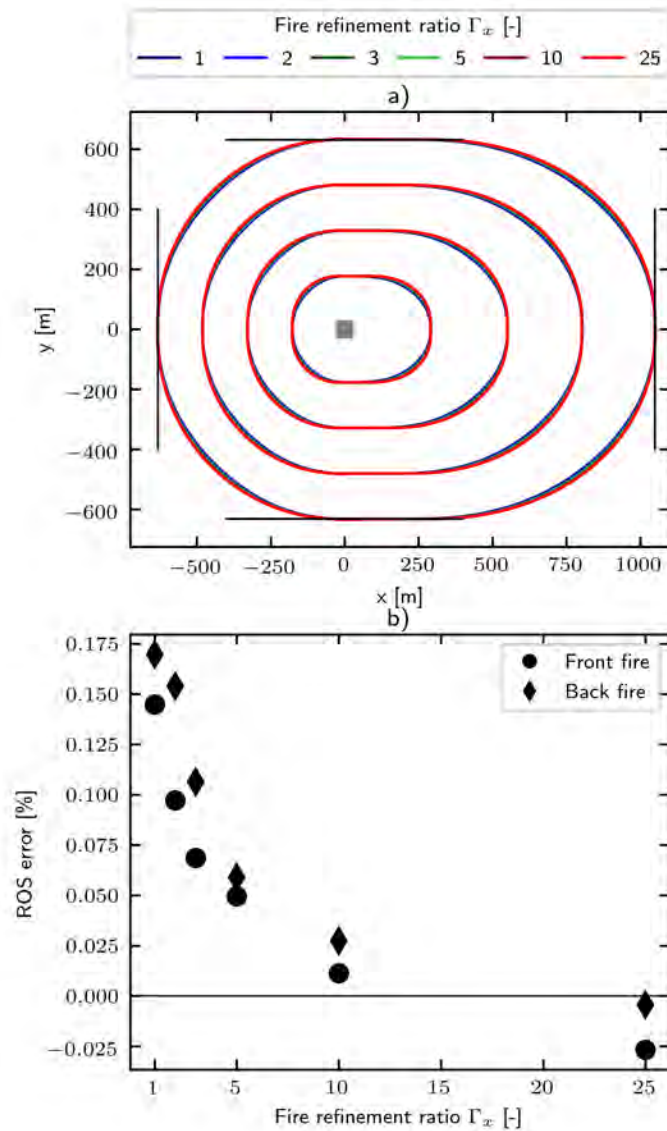


Figure 14: Results for the verification test case with uniform wind and single ignition point (gray box). (a) Time-evolving fire front positions over a 20-min time period: the fire fronts are plotted at 5-min time intervals for each fire refinement ratio Γ_x (one color corresponds to one fire refinement ratio). The black lines correspond to the fire front position at time 20 min if the fire spread model was perfectly integrated without numerical errors. (b) Relative rate-of-spread error [%] at time 20 min at the head fire (circle symbols) and at the back fire (diamond symbols).

Table 2

Overview of all possible fire front configurations in Blaze: each configuration is identified by C and the corresponding quadrant subgrid burning area S_C is obtained by interpolating the LS function at the four quadrant corners $\{\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4\}$ – EFR method

Case	C	S_C	Case	C	S_C
	68	$S_{68}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$		12	$1 - S_{68}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$
	70	$S_{70}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$		10	$1 - S_{70}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$
	22	$S_{22}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$		58	$1 - S_{22}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$
	50	$S_{70}(\phi_1, \phi_4, \phi_3, \phi_2)$		30	$1 - S_{70}(\phi_1, \phi_4, \phi_3, \phi_2)$
	42	$S_{22}(\phi_1, \phi_4, \phi_3, \phi_2)$		38	$1 - S_{22}(\phi_1, \phi_4, \phi_3, \phi_2)$
	28	$S_{68}(\phi_3, \phi_2, \phi_1, \phi_4)$		52	$1 - S_{68}(\phi_3, \phi_2, \phi_1, \phi_4)$
	24	$S_{22}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) + S_{22}(\phi_1, \phi_4, \phi_3, \phi_2)$		56	$S_{68}(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4) + S_{68}(\phi_3, \phi_2, \phi_1, \phi_4)$

Table 3
Latent and sensible heat flux parametrizations in Blaze

Heat flux	Equation	Parameters (default value)	Flaming phase modeling	Smoldering phase modeling	time dependant
Constant parametrization (CST)					
Latent	$\psi_w^{\text{CST}}(t, t^a) = \frac{\text{AWC}^0}{\tau_f}$		✓	✗	✗
Sensible	$\psi_h^{\text{CST}}(t, t^a) = \frac{\text{ASE}^0}{\tau_f}$	$E_s = 0$	✓	✗	✗
Exponential and smoldering parametrization (EXS)					
Latent	$\psi_w^{\text{EXS}}(t, t^a) = \psi_{w,e} e^{-\frac{t-t^a}{\tau_e}}$	$\alpha_f = 0.8$	✓	✗	✓
Sensible	$\psi_h^{\text{EXS}}(t, t^a) = \psi_{h,e} e^{-\frac{t-t^a}{\tau_e}} + \psi_s$	$\alpha_f = 0.8$ $E_s = 0.15$	✓	✓	✓
	$\psi_{h,e} = \frac{\text{ASE}^0}{\tau_e}$	$\psi_{w,e} = \frac{\text{AWC}^0}{\tau_e}$	$\tau_e = -\frac{\tau_f}{\ln(1-\alpha_f)}$	$\psi_s = \frac{0.009 \text{ASE}^0}{\tau_f}$	

Table 4

Definition and numerical value of parameters used as inputs to the Balbi's rate-of-spread formulation (for the biomass fuel parameters, the subscript "d" corresponds to one-hour dead fuel and the subscript "l" corresponds to thin live fuel)

Symbol	Definition	Value	Unit
c_{pd}	Fuel calorific capacity	1,912	$\text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$
c_{pa}	Air calorific capacity	1,004	$\text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$
e	Fuel layer thickness	1.5	m
E_c	Combustion efficiency	0.75	–
LAI	Leaf area index	4	–
M_d	Fuel moisture content	9	%
M_l		200	
r_{00}	Radiant heat transfer parameter	2.5×10^{-5}	ms^{-1}
s_d	Fuel particle surface-area-to-volume ratio	4,446	m^{-1}
s_l		4,446	
s_t	Stoichiometric mass-based air/fuel ratio	8.3	–
T_a	Air temperature	291	K
T_i	Ignition temperature	590	K
χ_0	Radiant heat transfer fraction	0.3	–
Δh	Water evaporation enthalpy	2.5	MJ kg^{-1}
ΔH	Combustion enthalpy	15.43	MJ kg^{-1}
ρ_a	Air density	1.2	kg m^{-3}
ρ_d	Fuel particle mass density	400	kg m^{-3}
ρ_l		400	
σ_d	Fuel surface load	1.04	kg m^{-2}
σ_l		0.04	
τ_0	Residence time parameter	75,590	$\text{m}^{-1} \text{s}$

Table 5

Rate-of-spread statistics obtained between the main and small towers for 2WC ensembles at 25-m and 10-m atmospheric resolutions and for A2F ensemble at 10-m atmospheric resolution. The observed rate of spread is also given for comparative purpose.

Configuration	2WC A25 F5	2WC A10 F5	A2F A10 F5	Observations
$\min_k \overline{\mathcal{R}}(t_k^a)$	1.44	1.25	0.67	1.61
$\overline{\mathcal{R}}(t_k^a)$	1.57	1.60	0.75	
$\max_k \overline{\mathcal{R}}(t_k^a)$	1.68	1.75	0.81	
$\text{std}_k \overline{\mathcal{R}}(t_k^a)$	0.08	0.11	0.04	

II.3 Compléments à l'article sur la stratégie de couplage

La Figure 2 du papier donne une vision schématique des variables échangées entre MÉSONH et BLAZE en modes forcés et en mode couplé. Des compléments d'informations sont donnés ici sur comment et sous quelle forme ces variables échangées sont calculées. Les éléments suivants sont détaillés :

- i) le vent de surface,
- ii) le temps d'arrivée du front de feu,
- iii) les flux de chaleur,
- iv) le coût de calcul lié à BLAZE.

II.3.1 Conditions de vent de surface en entrée de Blaze

II.3.1.a Interpolation horizontale du vent

À un instant donné, le calcul de la vitesse de propagation \mathcal{R} dans le modèle de Balbi requiert le vent de surface (pour BLAZE, le vent est interpolé à 2 m de hauteur) projeté sur la normale du front de feu. Lorsque le maillage de feu coïncide avec le maillage atmosphérique (*i.e.* $\Gamma_x = 1$), le vent de la maille atmosphérique est directement donné à la maille de feu qui calcule la vitesse de propagation (Figure II.4a). Néanmoins, dans la plupart des configurations, le maillage de feu est plus fin que le maillage atmosphérique ($\Gamma_x = 5$ dans l'exemple des Figures II.4b-c). À l'échelle de BLAZE, le vent est une donnée sous-résolue, c'est-à-dire que l'information exacte du vent n'est pas disponible sur tous les points du maillage de feu. Une méthode pour calculer la valeur du vent en chaque point du maillage de BLAZE est donc requise.

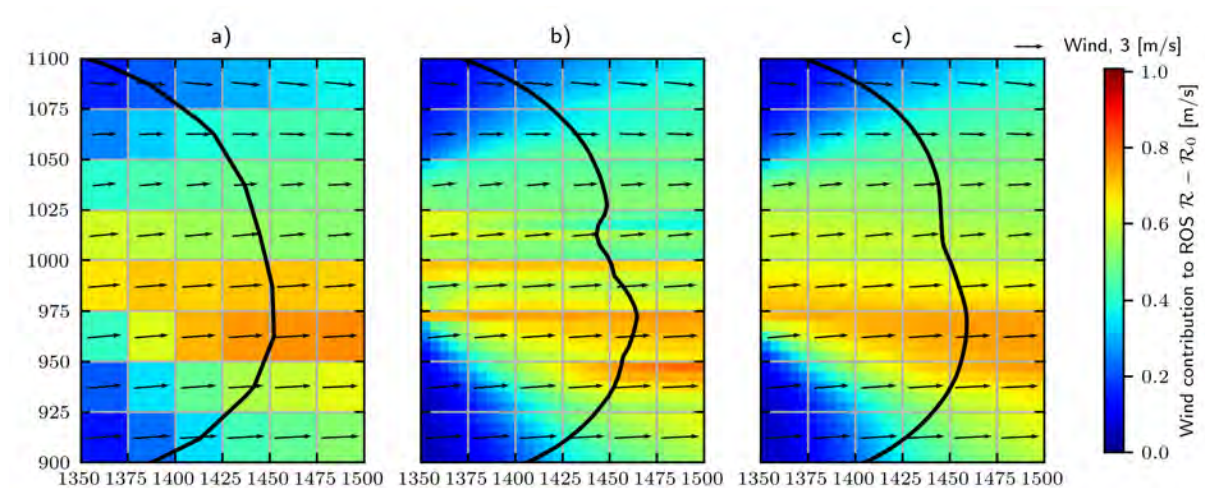


Figure II.4 – Contribution du vent à la vitesse de propagation (sous la forme $\mathcal{R} - \mathcal{R}_0$, où \mathcal{R}_0 est la vitesse de propagation sans vent) sur la grille de feu pour des résolutions du maillage de feu de a) 25 m ($\Gamma_x = 1$), b) 5 m ($\Gamma_x = 5$) sans interpolation horizontale du vent, et c) 5 m ($\Gamma_x = 5$) avec interpolation horizontale du vent. Le front de feu est représenté à un instant donné par la ligne noire, le vent sur le maillage atmosphérique à 25 m de résolution est représenté par les flèches. Le maillage atmosphérique est représenté par les traits gris et chaque carré coloré correspond à une maille de feu.

La méthode la plus simple est de distribuer le vent d'une maille atmosphérique à toutes les mailles de feu qui y sont incluses, ce qui revient à considérer un vent uniforme dans une maille atmosphérique (Figure II.4b). Lorsque le vent est considéré uniforme dans la maille atmosphérique, des discontinuités dans la vitesse de propagation apparaissent. En effet, la vitesse de propagation n'est pas uniforme au sein de la maille atmosphérique car l'impact du vent sur la vitesse de propagation dépend également de la projection sur la normale au front qui varie à chaque maille de feu. Une méthode plus évoluée consiste à faire une interpolation bidimensionnelle du vent en chaque point du maillage de feu (Figure II.4c). Pour ce faire, une interpolation sur six points pour le vent zonal \underline{u} et six points pour le vent méridien \underline{v} est employée (Figure II.5).

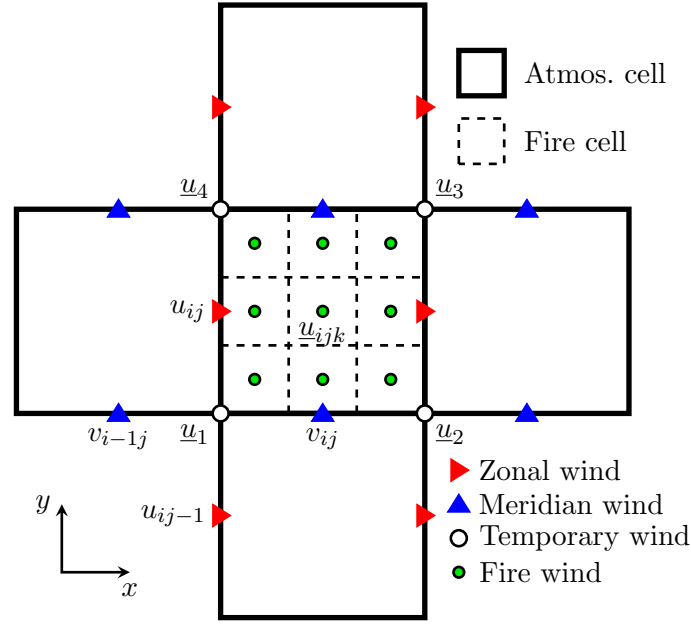


Figure II.5 – Schéma de la méthode d'interpolation horizontale du vent de surface sur le maillage de feu. Une maille atmosphérique est représentée par le cadre en trait noir épais, une maille de feu est représentée par le cadre en trait pointillé ($\Gamma_x = 3$ ici). Les symboles triangulaires correspondent aux données de vent fournies par MÉSONH. Les points temporaires, où les conditions de vent sont interpolées, sont représentés par les cercles blancs aux coins de la maille atmosphérique considérée. L'objectif de la méthode d'interpolation est d'interpoler les conditions de vent au niveau des cercles verts, c'est-à-dire au centre de chaque maille de feu.

La première étape de cette méthode consiste à interpoler linéairement chaque composante du vent aux coins de la maille atmosphérique considérée, représentés par les cercles blancs sur la Figure II.5. Par exemple, pour le point en bas à droite de la maille atmosphérique considérée, le vent intermédiaire est calculé comme suit :

$$\underline{u}_1 = (u_1, v_1) = \frac{1}{2}(u_{ij} + u_{ij-1}, v_{ij} + v_{i-1j}). \quad (\text{II.4})$$

La seconde étape consiste à interpoler bilinéairement le vent \underline{u}_{ijk} à chaque maille de feu indiquée $k \in [1, \Gamma_x \Gamma_y]$ et contenue dans la maille atmosphérique considérée, repérée par les indices (i, j) à partir des valeurs \underline{u}_1 , \underline{u}_2 , \underline{u}_3 et \underline{u}_4 :

$$\underline{u}_{ijk} = \frac{1}{(\Gamma_x + 1)(\Gamma_y + 1)} \left[m(l\underline{u}_3 + (\Gamma_x + 1 - l)\underline{u}_4) + (\Gamma_y + 1 - m)(l\underline{u}_2 + (\Gamma_x + 1 - l)\underline{u}_1) \right], \quad (\text{II.5})$$

avec :

$$m = (k - 1) \div \Gamma_x + 1, \quad (\text{II.6})$$

$$l = k - (m - 1)\Gamma_x, \quad (\text{II.7})$$

où \div est la division euclidienne.

En appliquant cette méthode d'interpolation, le champ de vitesse de propagation obtenue est bien plus lisse et la forme du front plus en adéquation avec l'approche de modélisation, tout en conservant les propriétés du champ de vent initial (Figure II.4c). Cette méthode est utilisée par défaut dans BLAZE.

II.3.1.b Lissage temporel du vent

BLAZE utilisait initialement les champs de vent instantanés turbulents. Pour des situations avec des fluctuations turbulentes importantes, cette vitesse aurait un impact fort et de courte durée sur la vitesse de propagation du feu. Pour pallier ce problème, le vent transmis à BLAZE est filtré temporellement. Cette approche permet d'étudier les structures turbulentes induites par le feu au niveau atmosphérique, mais de filtrer ce qui est vu par le modèle de feu, ce qui semble plus réaliste et plus en accord avec le paradigme des modèles de vitesse de propagation [Morandini et al., 2006]. Pour ce faire, deux méthodes sont possibles :

1. le moyennage amont classique dénommé SAM (*Simple Average Method*)

Cette approche implique un unique paramètre τ qui correspond au temps de moyennage et est représenté par un indice $m = \lceil \tau / \Delta t \rceil$ où Δt est le pas de temps atmosphérique. La quantité d'intérêt moyennée s_n s'écrit en fonction de la quantité d'intérêt fournie par MÉSONH u_n comme suit :

$$s_n = \frac{1}{m+1} \sum_{i=0}^m u_{n-i} = \frac{u_{n-m} + \dots + u_n}{m+1}. \quad (\text{II.8})$$

Cette approche SAM implique de stocker en mémoire les m états sources qui précèdent l'instant n , ce qui n'est pas idéal au niveau de la mémoire quand l'objectif est de calculer une moyenne glissante sur des durées significatives (fenêtre temporelle de 20 s) avec des pas de temps pouvant être très petits dans certains cas (Δt de l'ordre de 0.002 s).

2. le moyennage exponentiel dénommé EWAM (*Exponential Weighted Average Method*)

Cette approche permet de calculer une moyenne glissante pondérée de manière exponentielle qui a l'avantage de s'écrire de manière récursive :

$$s_n = s_{n-1} + \alpha(u_n - s_{n-1}). \quad (\text{II.9})$$

Le paramètre $\alpha \in [0, 1]$ contrôle le filtrage : $\alpha = 0$ reprend l'estimateur de la moyenne obtenu à l'itération précédente ($n - 1$), tandis que $\alpha = 1$ donne un estimateur qui suit

strictement la donnée source de MÉSONH à l'itération n . Il n'y a pas de valeur optimale mais la formule suivante donne des résultats comparables au SAM sur une durée τ :

$$\alpha = \frac{2}{\lceil \frac{\tau}{\Delta t} \rceil + 1}. \quad (\text{II.10})$$

Comme l'approche EWAM est équivalente à l'approche SAM en utilisant la formule particulière de α (Équation II.10) mais limite l'usage des ressources en mémoire, c'est celle qui est implémentée par défaut dans BLAZE.

II.3.2 Matrice des temps d'arrivée en sortie de Blaze

Dans BLAZE, la fonction level-set ϕ contient, à un instant donné, une information spatiale sur la position du front mais aucune information temporelle. Pour conserver un historique de l'évolution temporelle de la propagation du front de feu, un champ appelé la matrice des temps d'arrivée t^a (*burning map* ou *bmap* en anglais) est construit au fur et à mesure de l'incendie à partir de la fonction level-set. Ce champ représente l'instant d'arrivée du front de feu au centre d'une maille de feu, c'est-à-dire à l'instant où la fonction level-set ϕ dépasse la valeur 0.5 au centre de la maille.

Cette matrice des temps d'arrivée est construite comme suit. Lorsque le front de feu n'est pas encore passé dans la maille considérée, la valeur -1 est assignée par défaut. Une fois le temps d'arrivée calculé (supérieur ou égal à 0), sa valeur ne peut plus changer au cours de la simulation. En effet, le feu ne peut pas passer au même endroit deux fois dans BLAZE. L'assignation du temps d'arrivée se fait lorsque le front de feu passe dans la maille considérée entre les temps t et $(t + \Delta t)$, ce qui se traduit par le fait que la fonction level-set passe d'une valeur inférieure à 0.5 à l'instant t (indiqué par n dans l'Équation II.11), *i.e.* $\phi^n < 0.5$, à une valeur supérieure à 0.5 à l'instant $(t + \Delta t)$ (indiqué par $(n + 1)$), *i.e.* $\phi^{n+1} \geq 0.5$. L'instant exact du dépassement de la valeur seuil 0.5 est obtenu par interpolation linéaire entre t et $(t + \Delta t)$, et correspond au temps d'arrivée $t^{a,n+1}$. Le calcul du temps d'arrivée en fonction des différentes situations peut se résumer ainsi :

$$t^{a,n+1} = \begin{cases} t + \Delta t \frac{0.5 - \phi^n}{\phi^{n+1} - \phi^n} & \text{où } \phi^{n+1} \geq 0.5 \text{ et } t^{a,n} = -1, \\ -1 & \text{où } \phi^{n+1} < 0.5 \text{ et } t^{a,n} = -1, \\ t^{a,n} & \text{où } t^{a,n} \geq 0. \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

La Figure II.6 présente deux exemples de matrices des temps d'arrivée pour le cas FireFlux I en mode forcé de l'atmosphère vers le feu (A2F) avec une résolution atmosphérique de 25 m. Chaque rectangle représente une maille de feu et sa couleur détermine le temps d'arrivée du feu (en s) au centre de cette maille. La différence entre la Figure II.6a et la Figure II.6b réside dans la différence de résolution du maillage de feu (25 m pour la Figure II.6a et 1 m pour la Figure II.6b). Grâce à ces matrices des temps d'arrivée, la position du front de feu à un instant donné peut être reconstruite, ce que l'on appelle une isochrone. Des exemples d'isochrones (traits noirs fins) sont représentés Figure II.6, à 100 s d'intervalle après allumage. Lorsque l'on peut obtenir des matrices de temps d'arrivées issues d'observation, on peut comparer ainsi l'évolution

de la position du front avec la simulation. De plus, on peut étudier la réponse de l'atmosphère à une matrice des temps d'arrivée donnée (qui peut être issue d'observation) en mode forcé F2A. Pour ce faire, il est nécessaire de procéder à la reconstruction de la fonction level-set ϕ à partir de la matrice des temps d'arrivée pour calculer les flux de chaleur.

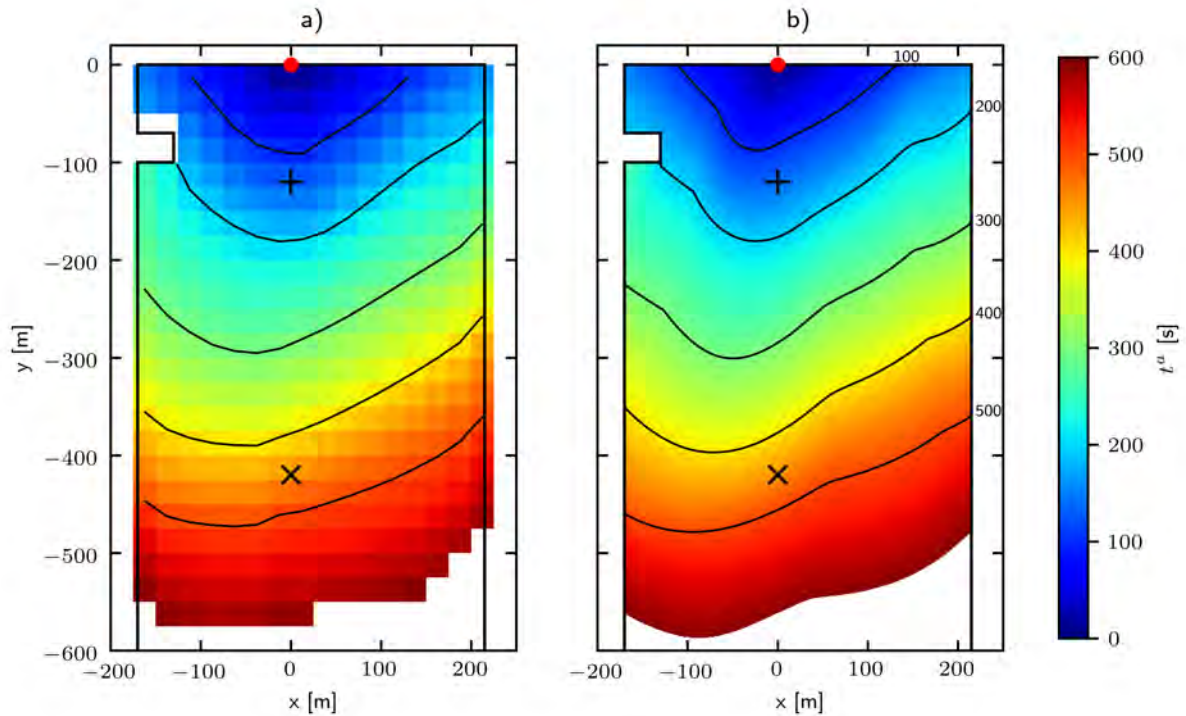


Figure II.6 – Exemples de champs des temps d'arrivée (bmap) pour le cas FireFlux I en mode A2F avec une résolution atmosphérique de 25 m et une résolution de BLAZE de a) 25 m et b) 1 m. Le point rouge représente le point d'allumage à $t = 0$ s. Les positions du front de feu à $t = 100, 200, 300, 400$ et 500 s sont représentées en trait fin noir.

II.3.3 Flux de chaleur en sortie de Blaze

II.3.3.a Reconstruction de la fonction level-set pour estimer les flux de surface

En mode forcé du feu vers l'atmosphère (F2A), la propagation du front de feu est représentée sous la forme d'une matrice des temps d'arrivée. Cette matrice peut être obtenue directement via l'intégration du modèle de propagation implémenté dans BLAZE (Section II.3.2). Elle pourrait également provenir de données observationnelles [Paugam et al., 2013]. Dans les deux cas, en mode F2A, BLAZE lit la matrice des temps d'arrivée fournie dans un fichier au format netcdf. Pour estimer les flux de chaleur de surface à partir de la matrice des temps d'arrivée à un instant donné, il est nécessaire de reconstruire la fonction level-set à cet instant. Cet aspect est discuté dans la Section 3.2 de l'article. L'objectif ici est de détailler les tests numériques qui ont permis de paramétrer la reconstruction de la fonction level-set sous la forme d'une fonction sigmoïde.

Pour mettre en place cette méthode de reconstruction, des simulations en mode forcé atmosphère vers le feu (A2F) ont été réalisées sur un cas canonique (Annexe B de l'article) pour cinq résolutions du modèle de feu : $\Delta x_f \in \{25, 12.5, 8.3, 5, 3.1\}$ m, avec $\Delta x_f = \Delta y_f$. La résolution atmosphérique est de 25 m pour tous les cas considérés. Ces simulations permettent de

construire une matrice des temps d'arrivée pour chaque résolution du modèle de feu. L'objectif est alors de reconstruire l'évolution temporelle de la fonction level-set uniquement à partir de l'information contenue dans la matrice des temps d'arrivée. Les sorties à haute fréquence des simulations servent de référence pour optimiser la méthode de reconstruction. À noter qu'en un point donné, la matrice des temps d'arrivée ne contient que l'instant t^a où $\phi = 0.5$.

Dans les travaux présentés ici, l'hypothèse est faite que l'évolution temporelle de la fonction level-set peut être représentée par une fonction sigmoïde (une fonction tangente hyperbolique variant entre 0 et 1). Cette fonction prend la forme suivante :

$$\phi_{sig}(t) = \frac{1}{1 + e^{-\lambda(t-t^a)}}, \quad (\text{II.12})$$

où λ [s^{-1}] est un paramètre de raideur. Pour chaque résolution du modèle de feu, Δx_f , la raideur λ est calculée, ce qui permet d'obtenir une loi décrivant l'évolution de la raideur en fonction de la résolution du maillage de feu Δx_f . Cette loi est obtenue en deux étapes décrites ci-dessous.

Dans une première étape, la raideur λ est calculée pour une résolution Δx_f donnée de façon à ce que la différence entre l'estimation de la fonction level-set obtenue par la fonction sigmoïde soit la plus proche possible de la fonction level-set de référence, *i.e.* celle obtenue par la simulation en mode A2F. La Figure II.7 compare les évolutions temporelles des fonctions level-set, la fonction de référence notée ϕ_{ref} (trait plein) et la fonction level-set reconstruite par la fonction sigmoïde notée ϕ_{sig} en utilisant les raideurs λ optimales (trait pointillé). Pour chaque résolution du modèle de feu, les résultats montrent que la reconstruction par la fonction sigmoïde est très proche de la fonction level-set de référence et plus la résolution augmente, plus l'erreur de reconstruction est faible. À noter que par définition, $\phi_{sig}(t^a) = \phi_{ref}(t^a) = 0.5$, c'est-à-dire que la reconstruction conserve exactement le même temps d'arrivée que la fonction level-set de référence.

Dans une seconde étape, une loi donnant la valeur de la raideur λ en fonction de la résolution du modèle de feu Δx_f est calibrée à partir des simulations A2F réalisées. Cette loi est nécessaire pour réaliser une nouvelle simulation à une résolution différente de celles utilisées pour la calibration ($\Delta x_f \in \{25, 12.5, 8.3, 5, 3.1\}$ m). Deux fonctions paramétriques $\lambda = f(\Delta x_f)$ sont testées :

$$\lambda_{\text{power}}(\Delta x_f) = (\Delta x_f)^a + b, \quad (\text{II.13})$$

$$\lambda_{\text{exp}}(\Delta x_f) = a e^{-b(\Delta x_f - c)} + d. \quad (\text{II.14})$$

La Figure II.8 présente les fonctions paramétriques optimisées cherchant à estimer $\lambda = f(\Delta x_f)$ et donc à minimiser (au sens des moindres carrés) l'erreur sur les raideurs obtenues par les simulations A2F (symboles). Les meilleurs résultats sont obtenus avec la fonction exponentielle $\lambda_{\text{exp}}(\Delta x_f)$:

$$\lambda_{\text{exp}}(\Delta x_f) = 2.136 e^{-0.211(\Delta x_f + 8.613)} + 0.064. \quad (\text{II.15})$$

C'est cette fonction qui est donnée dans l'article.

En utilisant cette fonction exponentielle qui ne dépend que de la résolution du modèle de feu, il est possible de reconstruire le profil temporel d'une fonction level-set uniquement à partir

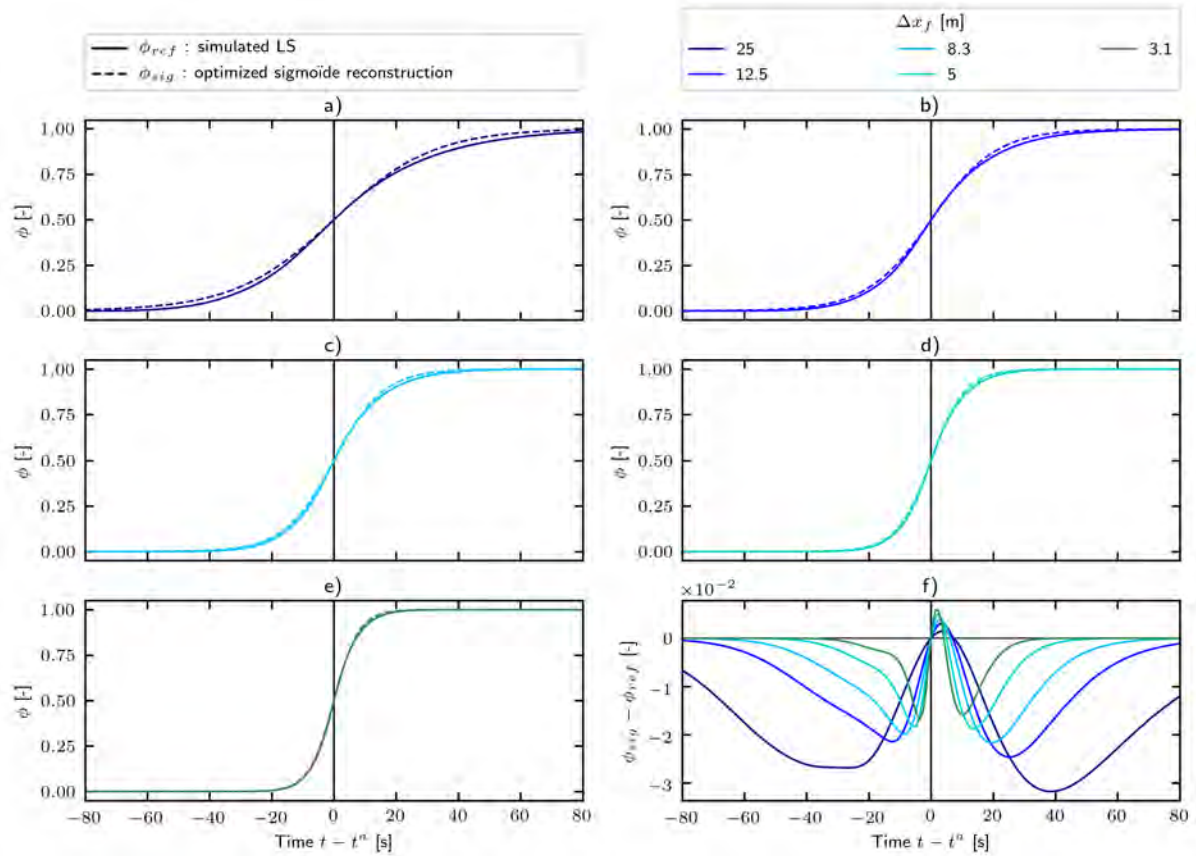


Figure II.7 – Évolution temporelle de la fonction level-set ϕ_{ref} (trait plein) et sa reconstruction par la fonction sigmoïde optimale ϕ_{sig} (trait pointillé) pour des résolutions du modèle de feu Δx_f égales à a) 25 m, b) 12.5 m, c) 8.3 m, d) 5 m, et e) 3.1 m. L'erreur entre la fonction de référence et la reconstruction est tracée en f).

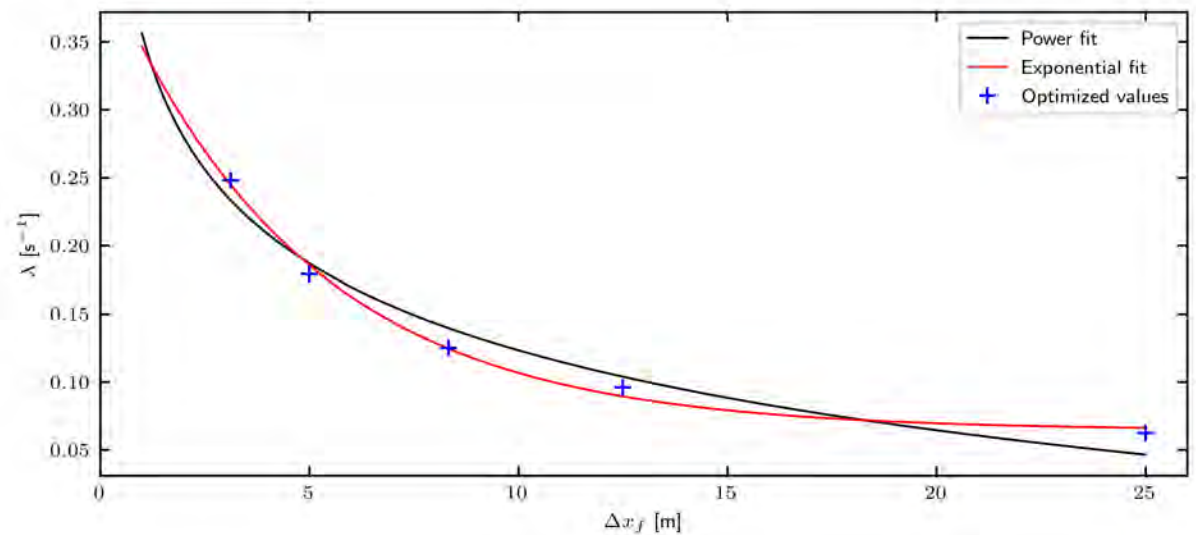


Figure II.8 – Comparaison des fonctions paramétriques des raideurs λ en fonction de la résolution du modèle de feu Δx_f . Les symboles représentent les raideurs simulées en mode A2F. Les courbes représentent les raideurs calibrées par une loi exponentielle (courbe rouge) et une loi de puissance (courbe noire), qui permettent de reconstruire la fonction sigmoïde et donc la fonction level-set pour une résolution Δx_f quelconque.

du temps d'arrivée t^a . La Figure II.9 présente les mêmes courbes que la Figure II.7 mais pour la reconstruction de la fonction level-set ϕ_{sigfit} obtenue avec la fonction sigmoïde en utilisant les

raideurs λ données par la loi exponentielle $\lambda_{\text{exp}}(\Delta x_f)$. Les résultats montrent que cette approche permet une reconstruction satisfaisante de la fonction level-set.

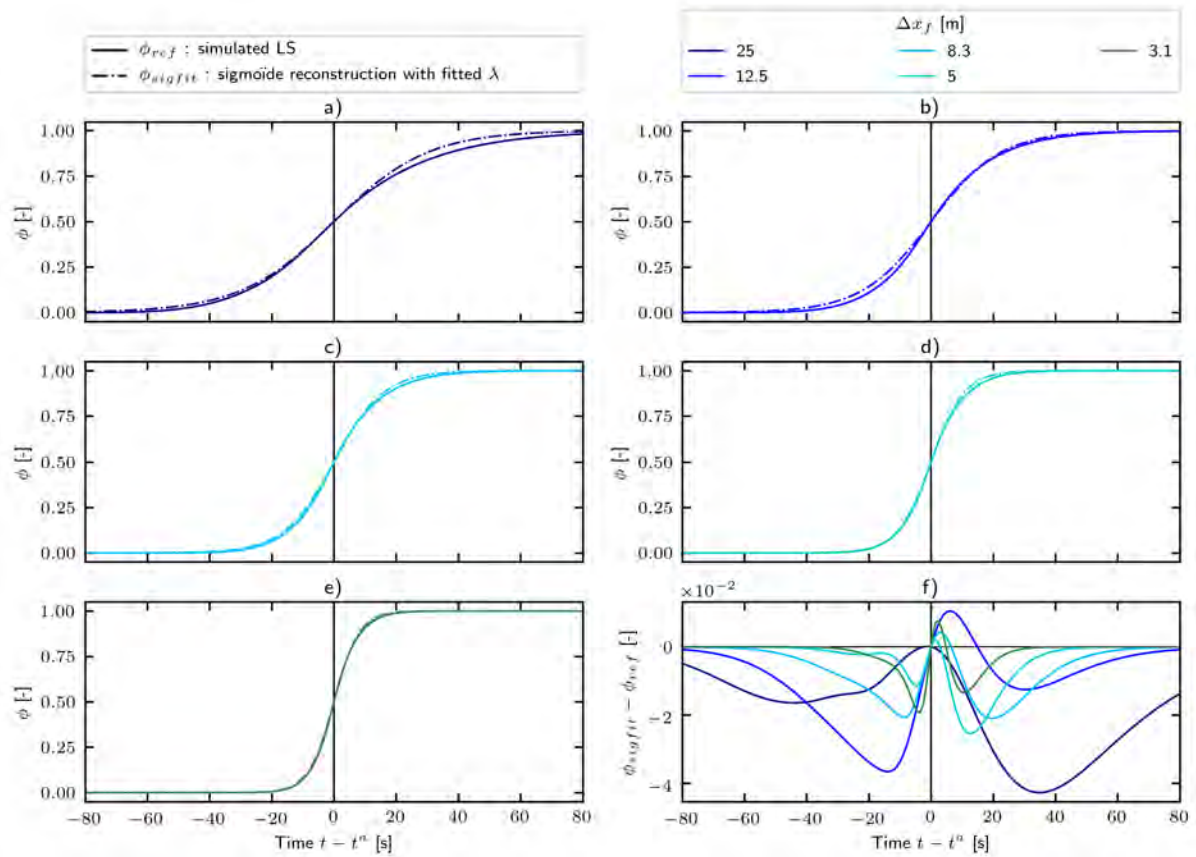


Figure II.9 – Même légende que la Figure II.7 mais pour la reconstruction par la fonction sigmoïde ϕ_{sigfit} obtenue avec la loi exponentielle pour la raideur.

La méthode présentée ici (Équations II.12–II.15) permet une reconstruction de la fonction level-set en un point donné du cas canonique (Annexe B du papier). Il convient d'évaluer ses performances sur la totalité du domaine de calcul. La Figure II.10a représente pour le cas le plus défavorable ($\Delta x_f = 25$ m), l'isochrone $\phi = 0.5$ pour la simulation A2F de référence, la reconstruction optimale et la reconstruction utilisant la loi exponentielle $\lambda_{\text{exp}}(\Delta x_f)$. Les résultats montrent que tous les isochrones sont superposés, ce qui indique une reconstruction parfaite du front de feu à un instant donné. Le champ de la fonction level-set associé est également représenté (Figure II.10bdf). L'erreur instantanée spatiale est également représentée pour la reconstruction optimale (Figure II.10c) et pour la reconstruction utilisant la loi exponentielle $\lambda_{\text{exp}}(\Delta x_f)$ (Fig. II.10e). L'erreur peut atteindre environ 10% mais cela reste acceptable, car le plus important ici est de bien positionner le front de feu. Des conclusions similaires sont obtenues pour toutes les autres résolutions spatiales étudiées.

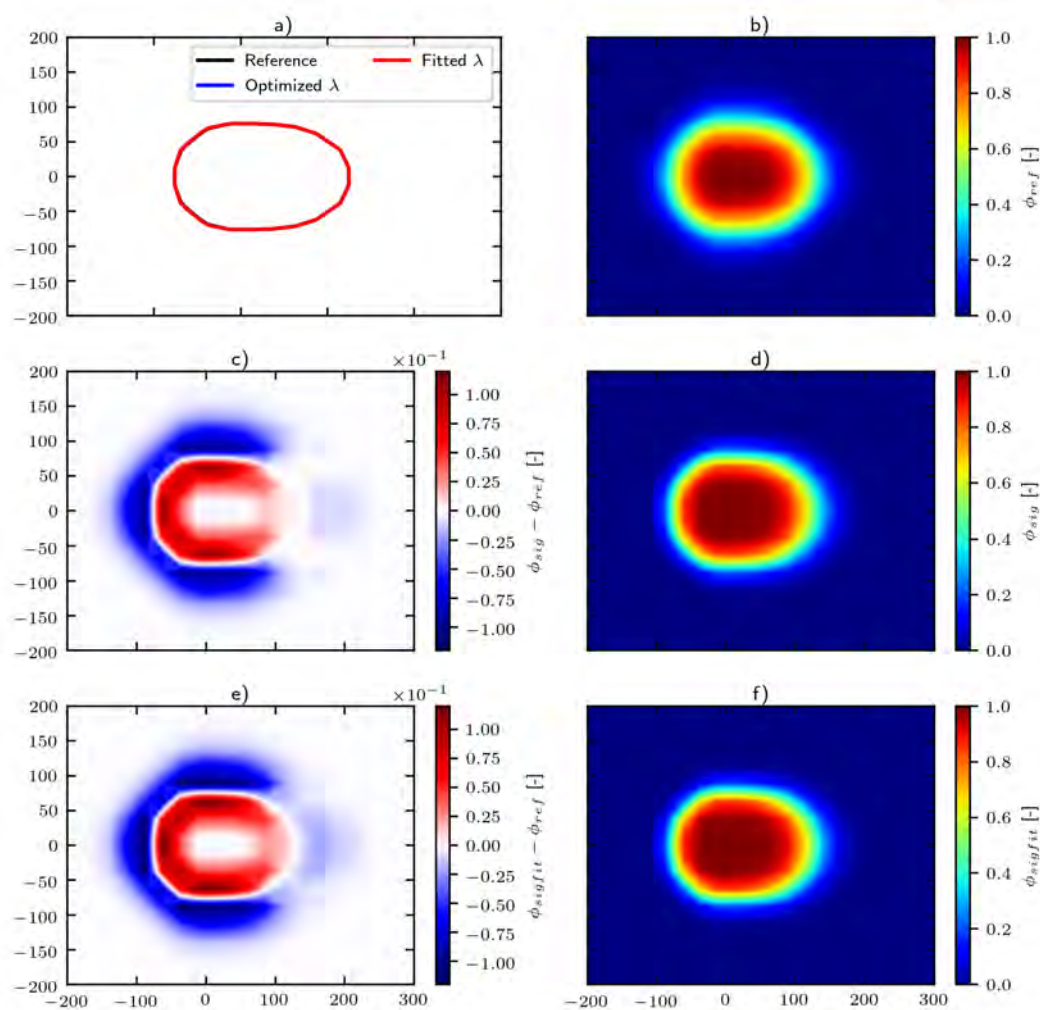


Figure II.10 – Champs à l’instant $t = 100$ s obtenus pour une résolution du modèle de feu de 25 m correspondant à : a) isochrones $\phi = 0.5$, b) champ de la fonction level-set de référence obtenue avec une simulation A2F, c) champ de l’erreur de reconstruction optimale ($\phi_{sig} - \phi_{ref}$), d) champ de la fonction level-set ϕ_{sig} , e) champ de l’erreur de reconstruction de la fonction level-set en utilisant la loi exponentielle $\lambda_{exp}(\Delta x_f)$ ($\phi_{sigfit} - \phi_{ref}$), f) champ de la fonction level-set ϕ_{sigfit} .

II.3.3.b Distribution verticale des flux de chaleur

Dans l'article, l'injection d'énergie du feu vers l'atmosphère se fait via les flux de chaleur sensible et de chaleur latente. Ces flux sont calculés au niveau de la surface, sur la grille de feu. Ils sont ensuite moyennés sur la grille atmosphérique et transformés en flux turbulents $w'\theta'$ pour la chaleur sensible et $w'r'_v$ pour la chaleur latente². Le lecteur est invité à se référer à Cuxart et al. [2000] pour plus de détails sur le schéma de turbulence et la signification des flux turbulents. Cette approche était déjà utilisée dans le couplage MÉSONH-FOREFIRE [Filippi et al., 2009]. Néanmoins, elle possède deux limitations principales.

1. Transformer ces flux de chaleur surfaciques en flux turbulents verticaux au premier niveau du modèle atmosphérique constitue une approximation.
2. L'énergie dégagée par le feu dans un cas réel d'incendie de forêt se fait en volume en raison des processus tridimensionnels ayant lieu dans la zone de flammes et qui ne sont pas considérés directement en optant pour un flux turbulent à la surface.

Ces éléments ont conduit à l'implémentation d'une nouvelle méthode d'injection d'énergie dans MÉSONH-BLAZE. Au lieu d'utiliser des flux turbulents de surface, les flux de surface sont transformés en termes sources volumiques qui apparaissent directement dans les équations pronostiques de MÉSONH (Sections III.2.3.b et III.3.1.d). Avec cette nouvelle approche, l'équation de conservation de l'énergie, basée sur la densité sèche ρ_d et la température potentielle θ , inclut un terme source provenant de BLAZE :

$$\frac{\partial \rho_d \theta}{\partial t} = Q_h + \frac{\mathcal{F}_h}{C_{ph}}, \quad (\text{II.16})$$

où Q_h représente tous les processus qui apparaissent classiquement dans l'équation de conservation de l'énergie de MÉSONH (advection, correction de l'humidité, changement de phase, rayonnement, *etc.*), \mathcal{F}_h [W m^{-3}] représente le terme source volumique provenant de BLAZE, et C_{ph} représente la capacité calorifique de l'air humide. De la même manière, l'équation de conservation de la vapeur d'eau dans l'air, basée sur le rapport de mélange r_v inclut un nouveau terme source \mathcal{F}_w [$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$] :

$$\frac{\partial \rho_d r_v}{\partial t} = Q_w + \mathcal{F}_w, \quad (\text{II.17})$$

À noter que les équations et les variables pronostiques de MÉSONH seront détaillées dans les Sections III.2.3 et III.3.1 dans la discussion des approches anélastique et compressible.

Dans cette nouvelle approche, les termes surfaciques calculés sur la grille de feu restent inchangés. Seules la répartition verticale et l'inclusion dans les équations atmosphériques changent. Il est donc nécessaire d'introduire une transformation d'un flux surfacique à une répartition sur la colonne atmosphérique. Pour ce faire, la fonction exponentielle de répartition (ici présentée

2. Les grandeurs w' , θ' et r'_v représentent respectivement les fluctuations turbulentes de la vitesse verticale du vent, de la température potentielle et du rapport de mélange en vapeur d'eau.

pour la chaleur sensible mais la même fonction est utilisée pour la chaleur latente) est utilisée :

$$\mathcal{F}_h(z) = \mathcal{F}_h^0 \exp\left(-\frac{z}{z_f}\right), \quad (\text{II.18})$$

où $\mathcal{F}_h(z)$ est le terme volumique de chaleur sensible, \mathcal{F}_h^0 est la valeur au niveau de la surface, et z_f est une hauteur caractéristique qui devient un paramètre d'entrée du modèle de flux dans BLAZE. Afin de déterminer la constante \mathcal{F}_h^0 , la contrainte suivante est introduite : l'intégrale de $\mathcal{F}_h(z)$ sur la verticale (jusqu'à une hauteur maximale d'injection dénotée z_{\max}) doit être égale à la valeur du flux surfacique moyennée sur la maille atmosphérique notée Ψ_h et pronostiquée par BLAZE. Cette contrainte revient à :

$$\int_0^{z_{\max}} \mathcal{F}_h(z) dz = \Psi_h. \quad (\text{II.19})$$

Numériquement, le calcul du terme source discrétisé \mathcal{F}_k représentant la valeur moyenne de $\mathcal{F}_h(z)$ dans la maille atmosphérique considérée, indicée k , est déterminé par

$$\mathcal{F}_k = \begin{cases} \frac{\psi_h}{\Delta z_k} \frac{\exp\left(-\frac{z_{k-1/2}}{z_f}\right) - \exp\left(-\frac{\min(z_{k+1/2}, z_{\max})}{z_f}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{z_{\max}}{z_f}\right)} & \text{si } z_{k-1/2} < z_{\max}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

Les niveaux verticaux de flux sont notés avec des indices semi-entiers et les niveaux verticaux de masse avec des indices entiers $z_k = \frac{z_{k-1/2} + z_{k+1/2}}{2}$. La taille verticale d'une maille est donnée par la différence entre deux niveaux de flux $\Delta z_k = z_{k+1/2} - z_{k-1/2}$. Avec cette approche qui requiert deux paramètres d'entrée, z_f (hauteur caractéristique de la fonction de répartition exponentielle) et z_{\max} (hauteur maximale d'injection), les flux de chaleur de surface sont répartis sur la verticale en assurant la conservation de l'énergie injectée. La Figure II.11 représente le ratio d'énergie injectée dans une maille atmosphérique ($\mathcal{F}_h \Delta z$) par rapport au flux de surface (Ψ_h) moyenné en fonction de l'altitude z pour des mailles verticales de 4 m. Lorsque $z_{\max} < \Delta z$, comme pour la courbe bleue Figure II.11, toute l'énergie est injectée dans la première maille et le ratio est à 100%. Plus on augmente les valeurs de z_f et z_{\max} , plus l'énergie est diluée sur la colonne atmosphérique.

II.3.4 Surcoût de calcul lié à Blaze

Il convient d'évaluer les performances de BLAZE en terme de coût de calcul. Pour ce faire, le coût de calcul de chaque simulation MÉSONH-BLAZE des ensembles couplés (2WC) du cas FireFlux I présenté dans l'article est comparé à des simulations MÉSONH de même résolution horizontale mais sans feu. Cette évaluation est réalisée pour deux résolutions atmosphériques distinctes, 25 m (A25) et 10 m (A10), mais pour une résolution fixée du modèle de feu à 5 m (F5). Le surcoût de calcul associé $(t_{\text{Blaze}} - t_{\text{sans Blaze}})/t_{\text{sans Blaze}}$ est présenté sur la Figure II.12.

Le surcoût de calcul lié à la modélisation du feu reste raisonnable. Il reste sous 20% pour les deux résolutions atmosphériques considérées (le surcoût médian est de l'ordre de 15% pour

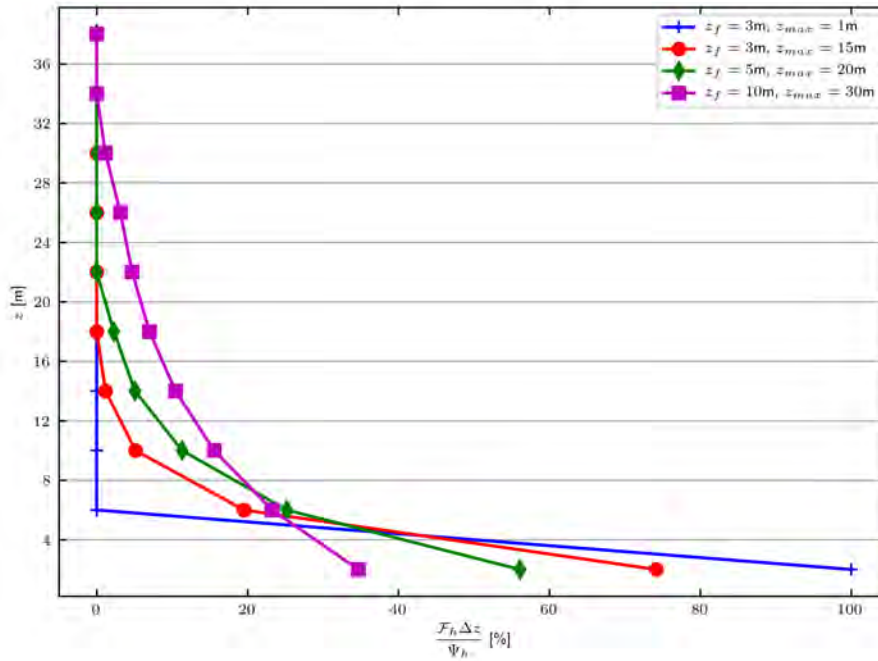


Figure II.11 – Exemples de répartition verticale du flux de chaleur sensible de surface pour différents jeux de paramètres (z_f, z_{max}) dans BLAZE. La séparation entre les mailles atmosphériques est représentée par les lignes horizontales.

une résolution atmosphérique de 25 m et il est inférieur à 10% pour celle de 10 m). À titre de comparaison, le surcoût lié au feu pour WRF-SFIRE sur le cas FireFlux I est d'environ 25% avec une résolution du maillage de feu de 0.5 m et une résolution atmosphérique de 10 m [Kochanski et al., 2011]. Pour MÉSONH-FOREFIRE, ce surcoût est de 18% et 5% respectivement à 25 m et 10 m de résolution atmosphérique.

Il y a trois éléments à prendre en compte pour analyser le surcoût de calcul lié à la modélisation d'un incendie avec MÉSONH-BLAZE : *i*) la modélisation du feu nécessite des opérations supplémentaires à chaque pas de temps, *ii*) les fichiers de sortie du système couplé sont plus volumineux, et *iii*) la complexité de l'écoulement atmosphérique est plus importante que sans le feu.

L'augmentation du coût de calcul est principalement liée à l'augmentation de la complexité de l'écoulement (qui augmente le coût du solveur de pression et du calcul de la turbulence) et à l'écriture des fichiers de sortie. À 10 m de résolution, le solveur de pression est responsable de 70% du surcoût de calcul. L'augmentation du coût d'écriture des fichiers de sortie est fortement liée au nombre de sous-divisions du maillage atmosphérique Γ_x . Cela explique pourquoi le surcoût des simulations A25 F5 est plus important que le surcoût des simulations A10 F5. Le coût de calcul de BLAZE (calcul de la propagation et des flux de chaleur) est négligeable devant le coût total d'une simulation d'un incendie.

Le surcoût de calcul montre une importante variabilité qui est liée à une variabilité dans le coût d'écriture des fichiers de sortie et dans le coût de calcul de la turbulence.

Le surcoût d'une simulation avec le modèle MÉSONH-BLAZE est fortement lié au nombre de sous-divisions du maillage atmosphérique Γ_x . La capacité d'utiliser un maillage de feu grossier permet de diminuer ce surcoût. La méthode EFFR développée dans BLAZE permet d'obtenir

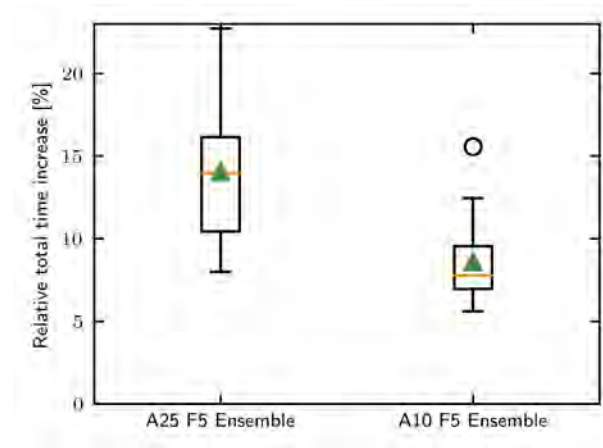


Figure II.12 – Surcoût de calcul de MÉSONH-BLAZE lié à la prise en compte du feu (%) par rapport à de simples simulations MÉSONH sans feu pour des ensembles de 10 simulations couplées (2WC) du cas FireFlux I. Les triangles représentent les moyennes d'ensemble et les traits jaunes les médianes d'ensemble.

des flux de chaleur convergés en maillage avec une résolution cinq à dix fois moins importante que la méthode utilisée dans WRF-SFIRE. Le gain en coût de calcul peut donc être significatif en utilisant cette méthode.

II.4 Compléments à l'article sur l'initialisation

Les modèles MÉSONH et BLAZE requièrent un certain nombre de données d'entrée et de forçages pour tenir compte des conditions atmosphériques de grande échelle, des conditions de surface, des propriétés du combustible végétal et des conditions d'allumage dans les simulations couplées. Cette section vise à détailler le processus d'initialisation d'une atmosphère turbulente dans le cadre du brûlage FireFlux I (Section II.4.1) et les méthodes d'initialisation du combustible dans BLAZE et son allumage (Section II.4.2).

II.4.1 Initialisation de MésoNH

L'objectif de cette section est de détailler la méthode de préparation des conditions atmosphériques simulées par MÉSONH pour être le plus proche possible des conditions météorologiques le jour du brûlage dirigé FireFlux I. Ce cas a été modélisé par une configuration idéalisée, c'est-à-dire qu'il faut spécifier les conditions initiales simplifiées, les conditions limites latérales du domaine et les conditions de surface. *A contrario*, une simulation en configuration réelle peut utiliser des réanalyses de modèle, c'est-à-dire des simulations utilisant un processus d'assimilation de données pour correspondre le plus fidèlement possible à des conditions atmosphériques passées, pour spécifier les conditions initiales et conditions limites latérales.

II.4.1.a Atmosphère

Afin de reproduire les conditions atmosphériques au moment de l'incendie, on dispose de mesures réalisées avant le début de l'expérimentation, à savoir un radiosondage lancé à 6h55 heure locale au coin Nord-Ouest de la zone qui a brûlée, qui permet d'obtenir un profil vertical de vent et de température (Figure II.13) et des mesures de vent et de température au niveau de la tour principale (MT) une heure avant le départ du feu qui a eu lieu à 12h43:30s heure locale.

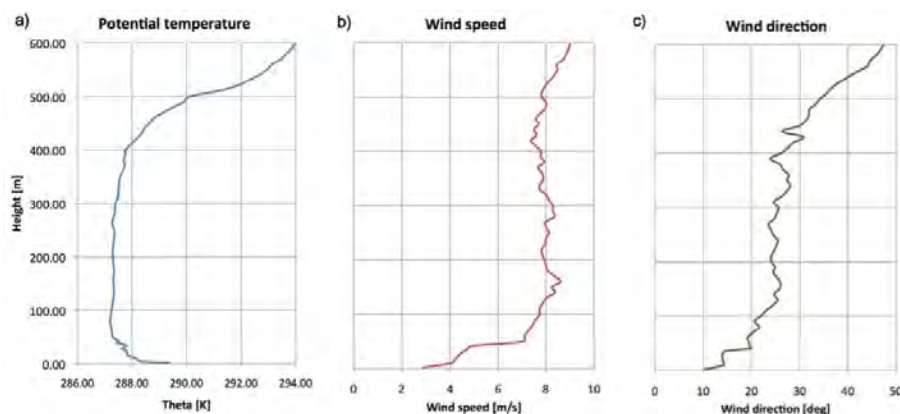


Figure II.13 – Mesure de l'état atmosphérique à 6h55 heure locale par radiosondage. Les profils verticaux de a) température potentielle, b) vitesse de vent, et c) direction du vent sont représentés jusqu'à une hauteur de 600 m. *Source* : Kochanski et al. [2013a]

On souhaite construire un état atmosphérique cohérent avec ces mesures, en termes de

- i) profil vertical de température potentielle,
- ii) vitesse et direction du vent en haut du domaine (environ 1 km),

- iii) vitesse et direction du vent moyen au niveau de la tour principale,
- iv) intensité de la turbulence au niveau de la tour principale.

On réalise une pré-simulation, aussi appelée *spin*, entre 12h00 et 12h43 heure locale dans le but d'atteindre ces conditions d'équilibre et de permettre à la turbulence de se développer. On initialise le *spin* avec les données du radiosondage (Figure II.13). On introduit également un forçage géostrophique cohérent avec le radiosondage. Ce forçage représente l'influence des grandes échelles sur le domaine et permet de garantir le maintien des conditions atmosphériques au-dessus de la couche limite atmosphérique. Ces deux éléments permettent de satisfaire les points i) et ii).

On utilise ensuite les mesures de la tour principale à 2, 10, 28 et 42 m de hauteur pour caler les conditions de vent moyen au niveau de la surface. Pour ce faire, on ajuste les conditions initiales de vent proches de la surface dans le but d'obtenir un vent moyen proche des mesures. La Figure II.14 représente le *spin* des simulations à 10 m de résolution horizontale. Le vent moyen obtenu après mise à l'équilibre correspond aux mesures de la tour. Cela satisfait le point iii) des exigences requises du *spin*.

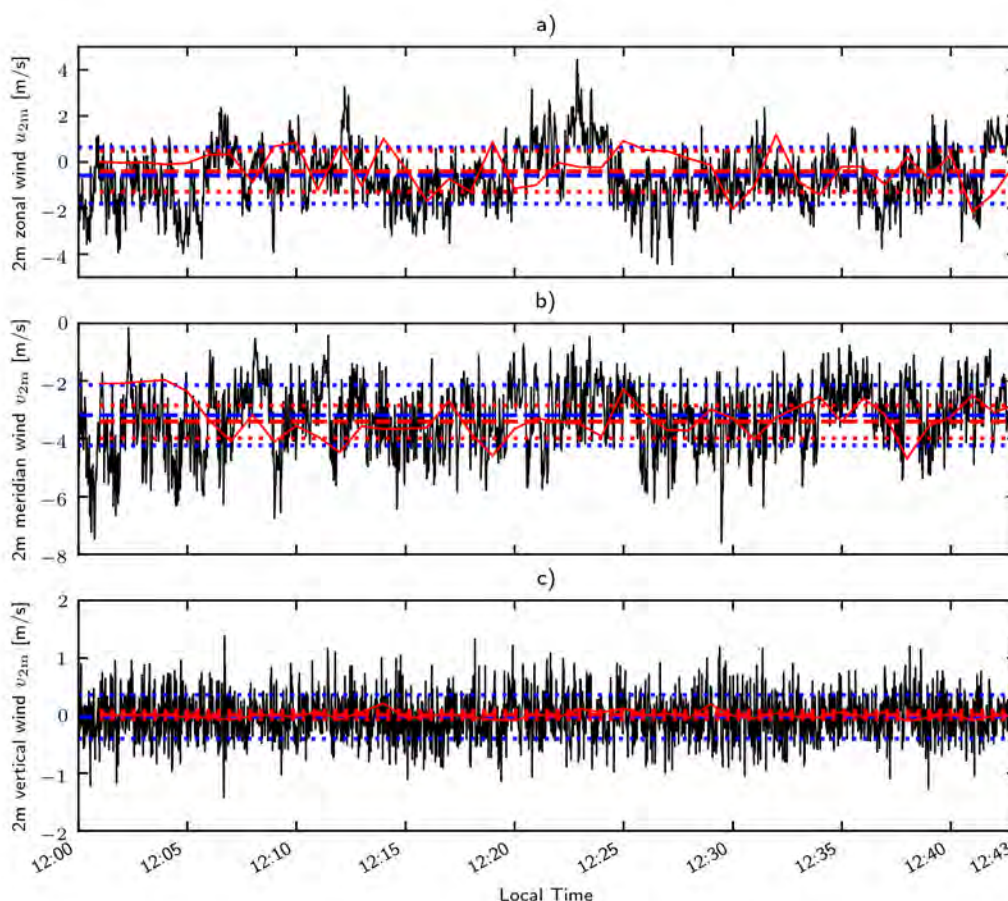


Figure II.14 – Séries temporelle du a) vent zonal, b) vent méridien, et c) vent vertical à 2 m au niveau de la tour principale pendant la période de *spin* de 12h à 12h43. La courbe noire en trait plein représente les mesures au niveau de la tour, et la courbe rouge en trait plein la simulation à 10 m de résolution. Les traits pointillés (- -) représentent la moyenne sur la période 12h10-12h43, en bleu pour les mesures, en rouge pour la simulation. Les traits pointillés (· · ·) représentent l'écart type sur la période 12h10-12h43, en bleu pour les mesures, en rouge pour la simulation.

Les fluctuations autour de la valeur moyenne sont dues à la turbulence. On représente cette variabilité par l'écart-type. Pour représenter aussi cette variabilité dans les simulations, on ajoute une perturbation de température potentielle sous la forme d'un bruit blanc de 1 K d'amplitude au premier niveau vertical. Ces petites fluctuations vont générer des tourbillons qui vont se développer pour devenir des structures turbulentes caractéristiques des écoulements atmosphériques.

On représente sur la Figure II.15 la mise en place de ces structures turbulentes. Les petites fluctuations de température liées au bruit blanc sont visibles sur la Figure II.15a. À cet instant, le vent vient uniquement de la direction Nord du fait de l'initialisation. A 12h08 (Figure II.15b), on commence à observer des structures se former puis se développer à 12h25 (Figure II.15c) et 12h43 (Figure II.15d) avec une composante Est sur le vent moyen. Ce sont ces structures turbulentes qui génèrent les fluctuations autour de la moyenne observables sur la Figure II.14. Afin de favoriser le développement de ces structures turbulentes, on choisit des conditions limites latérales cycliques. Ainsi, les structures formées au Sud du domaine peuvent ré-entrer par le Nord, évitant l'usage d'une méthode de précurseur plus coûteuse (la méthode de précurseur est basée sur un domaine auxiliaire avant l'entrée du domaine d'intérêt pour permettre le développement de la turbulence). L'intensité de ces variations est cohérente avec les observations pour le vent horizontal, mais est trop faible par rapport aux observations pour la vitesse du vent vertical. En effet, la hauteur de 2 m est plus petite que la taille verticale de la première maille (4 m). Étant proche de la condition limite de surface ($w = 0$), le vent vertical au niveau de la première maille est donc peu sujet à la variabilité naturelle. L'utilisation d'un bruit blanc initial permet donc de développer une structure turbulente cohérente avec les mesures ce qui satisfait le point iv).

II.4.1.b Surface

Les propriétés de la surface ont également un impact sur l'état atmosphérique proche de la surface. Dans les simulations, le modèle SURFEX [Masson et al., 2013] est utilisé pour représenter la surface avec le couvert végétal 221 (*Atlantic coast grass*). Ce couvert végétal spécifie une rugosité de surface qui va influencer l'écoulement proche de la surface. Il doit rester néanmoins cohérent avec la surface réelle à modéliser. Cette végétation n'est vue que par MÉSONH. Elle est différente du combustible vu par BLAZE, qui utilise sa propre description de la végétation.

Via SURFEX, on spécifie également la température de la surface végétale, qui a été mesurée pour l'expérience FireFlux et est un peu plus élevée que la température de l'air ambiant au début de la simulation. Ceci explique le réchauffement global visible sur la Figure II.15, où la température moyenne à 2 m du domaine augmente d'environ 3°C en 43 min.

II.4.1.c Ensemble de réalisations

Les fluctuations turbulentes représentées dans le modèle ne suivent pas exactement les mesures dans la série temporelle mais en représentent les caractéristiques statistiques. En effet, la turbulence étant un phénomène aléatoire, la simulation ne peut reproduire à l'identique l'écoulement turbulent réel. Pour étudier l'impact de ces différentes structures turbulentes, on réalise, dans ce travail de thèse, des ensembles de simulations ayant pour but de modéliser le même feu dans des conditions turbulentes légèrement différentes (Section 5 de l'article). Pour ce faire, on

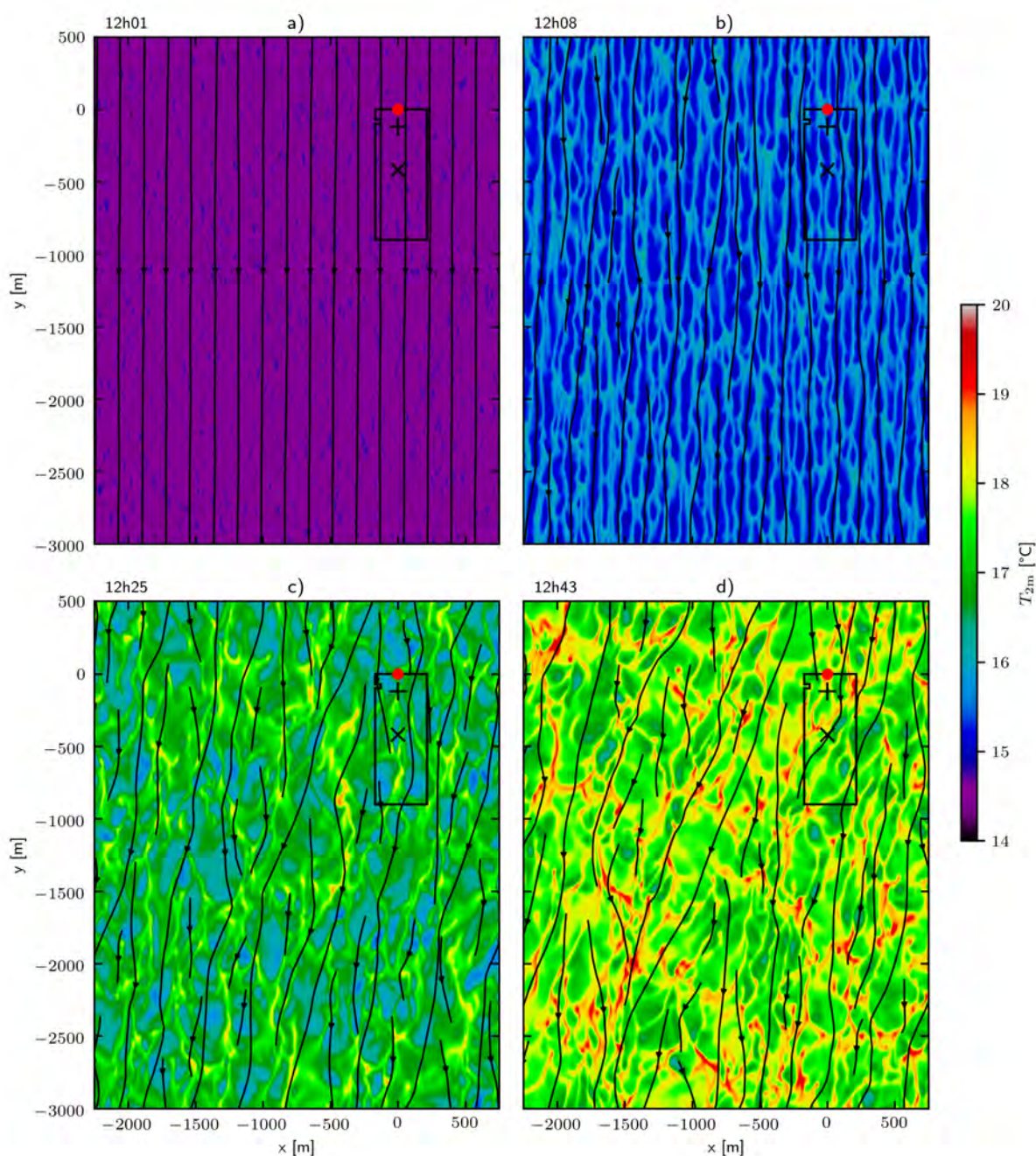


Figure II.15 – Coupes horizontales de température à 2 m et vecteur de vent horizontal pour le *spin* (simulation de 12h à 12h43) à 10 m de résolution à a) 12h01, b) 12h08, c) 12h25 et d) 12h43. Le cadre noir représente la zone de l'expérience FireFlux I, le point rouge le point d'allumage et les deux croix les deux tours de mesure.

laisse tourner le *spin* 2 min de plus par membre (Figure II.16). Ce décalage temporel modifie la turbulence au moment de l'allumage mais l'écoulement moyen reste le même. On dispose alors d'un ensemble de conditions initiales pour les simulations avec feu en utilisant le *spin* à différents instant (12h43 pour le premier membre, 13h11 pour le quinzième).

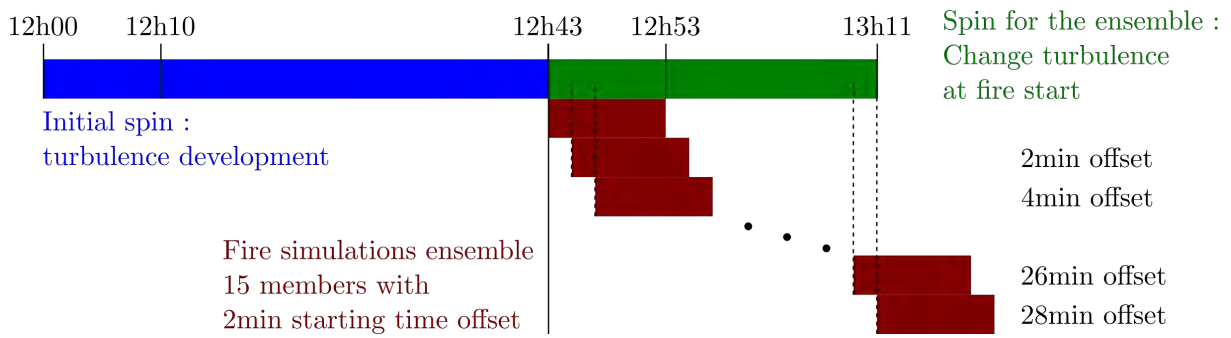


Figure II.16 – Chronologie des périodes de génération de la turbulence atmosphérique et décalage du début des simulations de feu pour générer les membres d'un ensemble sur le cas FireFlux I.

II.4.2 Initialisation de Blaze

II.4.2.a Procédure d'allumage

Pour initialiser l'incendie, une première approche consiste à imposer la valeur de la fonction level-set après un instant d'allumage t_i telle que $\phi(t \geq t_i) = 1$. C'est la procédure la plus simple. Elle est notamment utilisée pour le cas canonique (Annexe B de l'article).

Pour tenir compte des spécificités des allumages dans les campagnes de terrain telles que FireFlux, une seconde approche qualifiée de *walking ignition* est implémentée dans BLAZE. Elle consiste à imposer un temps d'arrivée t_a^a au niveau d'un point de départ (x_a, y_a) , et un temps d'arrivée $t_b^a > t_a^a$ à un point d'arrivée (x_b, y_b) . Les points entre (x_a, y_a) et (x_b, y_b) affectés par la procédure d'allumage sont calculés via l'algorithme de Bresenham [Bresenham, 1965]. Le temps d'arrivée à ces points est donné par une interpolation linéaire entre t_a^a et t_b^a (Figure II.17). La valeur de la fonction level-set est imposée en ces points via la méthode de reconstruction détaillée à la Section II.3.3.a. Cette méthode permet d'imposer une vitesse au front dans une direction et donc de simuler un allumage par un pompier qui utiliserait une torche pour initier un feu le long d'une ligne droite. C'est typiquement ce type de procédure d'allumage qui est utilisé pour les brûlages dirigés.

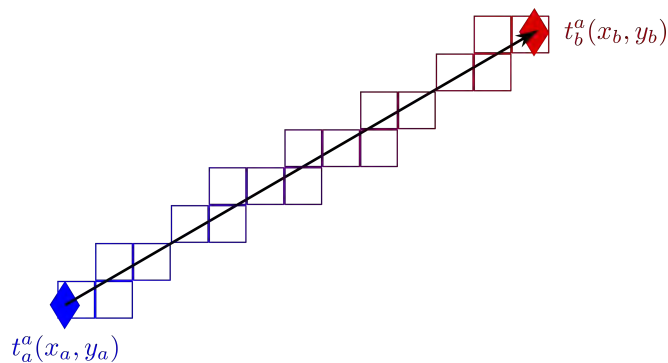


Figure II.17 – Schéma de l'allumage par *walking ignition* entre deux points A et B représentés par les losanges. La flèche représente la trajectoire de l'allumage. Les carrés représentent les cellules de feu concernées par l'allumage et leur couleur correspond au temps d'arrivée dans la cellule.

II.4.2.b Propriétés du combustible végétal

Sur le domaine où l'incendie se développe (cadre noir sur la Figure II.15), des informations complémentaires sur le combustible sont nécessaires en plus des propriétés standards de la végétation définies dans le schéma de surface ISBA de SURFEX. La Table 4 de l'article donne typiquement les paramètres requis en entrée du modèle de Balbi pour caractériser les propriétés des combustibles végétaux.

Les cartes de combustibles ne sont pas calculées directement par BLAZE. BLAZE se contente de lire un fichier au format netcdf nommé "FuelMap.nc4" (Figure II.3) qui contient pour chaque point du maillage de feu les informations suivantes :

- un instant d'allumage, qui est fixé à 10^6 s par défaut,
- un temps d'arrivée pour la procédure de *walking ignition*, fixé à -1 s par défaut,
- chaque propriété du combustible (au nombre de 21 pour le modèle de Balbi).

Une librairie Python PYROLIB a été développée pour construire des fichiers "FuelMap.nc4" et ainsi définir les cartes de combustibles. PYROLIB est capable d'importer les dimensions du domaine MÉSONH liées à la simulation à réaliser, de créer des catégories de combustibles, de placer des zones qui ne pourront pas brûler et de gérer des séquences d'allumage. Un exemple de paramétrisation est donné Figure II.18. PYROLIB se charge ensuite de générer les cartes de toutes les propriétés de combustibles (par exemple la hauteur du combustible e ou la charge surfacique de combustible mort σ_d), et de créer la carte d'allumage suivant l'approche retenue.

Plus généralement, PYROLIB met à disposition des outils de pré-traitement et de post-traitement pour le système couplé MÉSONH-BLAZE. Elle permet par exemple de définir les matrices des temps d'arrivée pour forcer les simulations en mode F2A. Elle permet aussi de générer des ensembles de paramètres des combustibles pour des analyses de sensibilité.

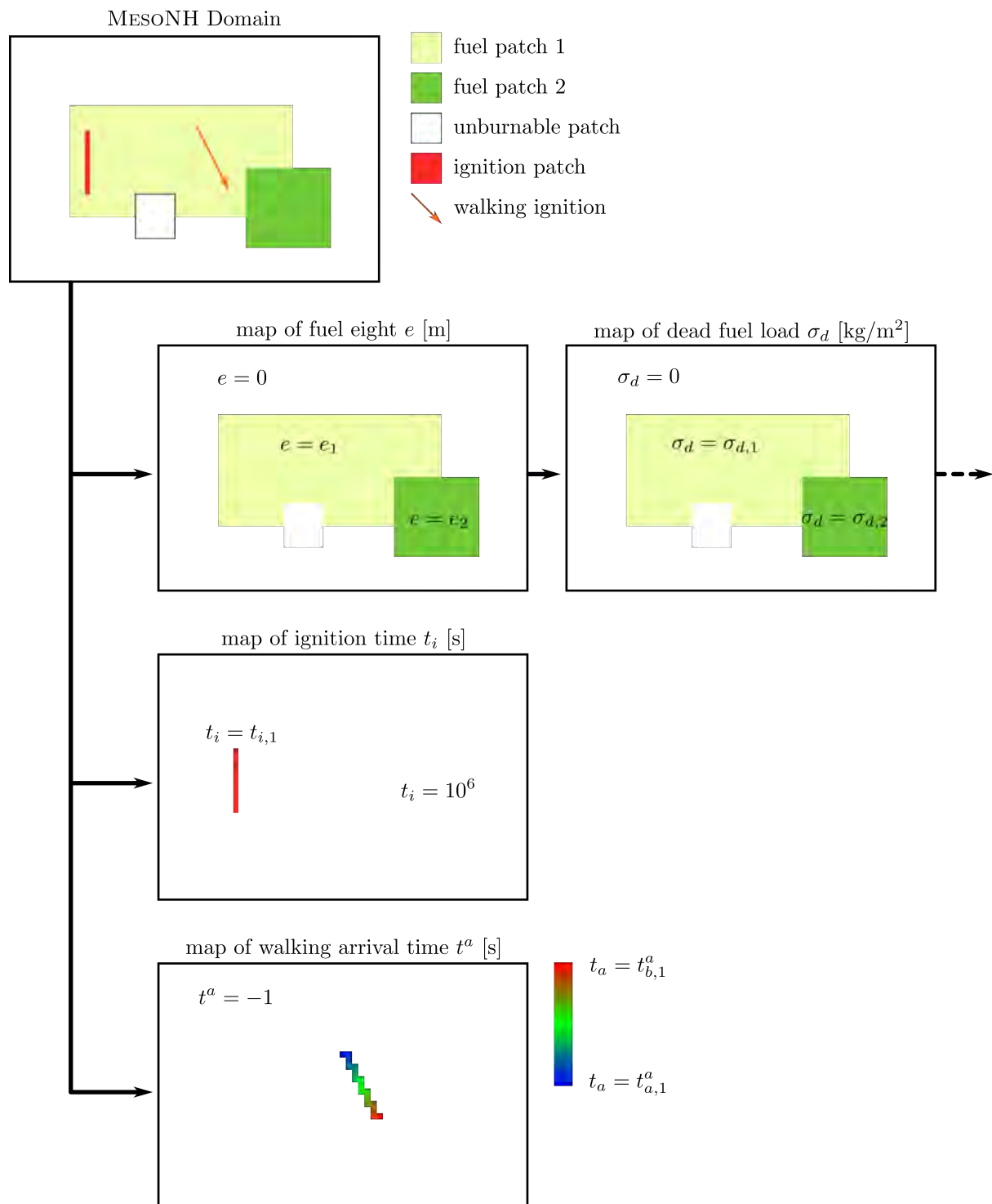


Figure II.18 – Contenu du fichier “FuelMap.nc4” construit à partir des fonctions proposées par PYROLIB

II.5 Conclusion

Ce chapitre a introduit le modèle de feu BLAZE développé dans cette thèse pour obtenir un système couplé feu-atmosphère MÉSONH-BLAZE qui soit robuste et parallélisable sur les supercalculateurs. L'intégration de BLAZE directement dans le code source de MÉSONH facilitera sa distribution, son installation et sa maintenance sur le long terme.

Le formalisme eulérien de type level-set de BLAZE est bien adapté au couplage avec un modèle atmosphérique et permet une utilisation massivement parallèle. Il inclut notamment une méthode d'estimation de la surface brûlée sous-maille qui permet d'utiliser une résolution spatiale relativement grossière du modèle de feu (typiquement 5 m) et limite le coût de calcul de BLAZE (surcoût de 10 à 15% suivant les résolutions pour le cas étudié ici). Cette méthode implique ainsi une réduction du coût de calcul de BLAZE pour une même précision de la simulation. La Figure II.19 résume les différentes étapes dans une simulation couplée bidirectionnelle (2WC) de MÉSONH-BLAZE. Les étapes de lecture des propriétés du combustible, de calcul de la vitesse de propagation sans vent (\mathcal{R}_0) et des réservoirs d'énergie (AWC et ASE) peuvent se faire avant l'entrée dans la boucle temporelle. Ensuite, à un instant n donné, un schéma numérique RK3-WENO3 est appliqué pour calculer le gradient de la fonction level-set, la direction de la normale au front, y projeter le vent de surface fourni par MÉSONH, puis estimer la vitesse de propagation et intégrer l'équation d'Hamilton-Jacobi pour déterminer la fonction level-set et les flux de chaleur à envoyer à MÉSONH à l'instant suivant ($n + 1$).

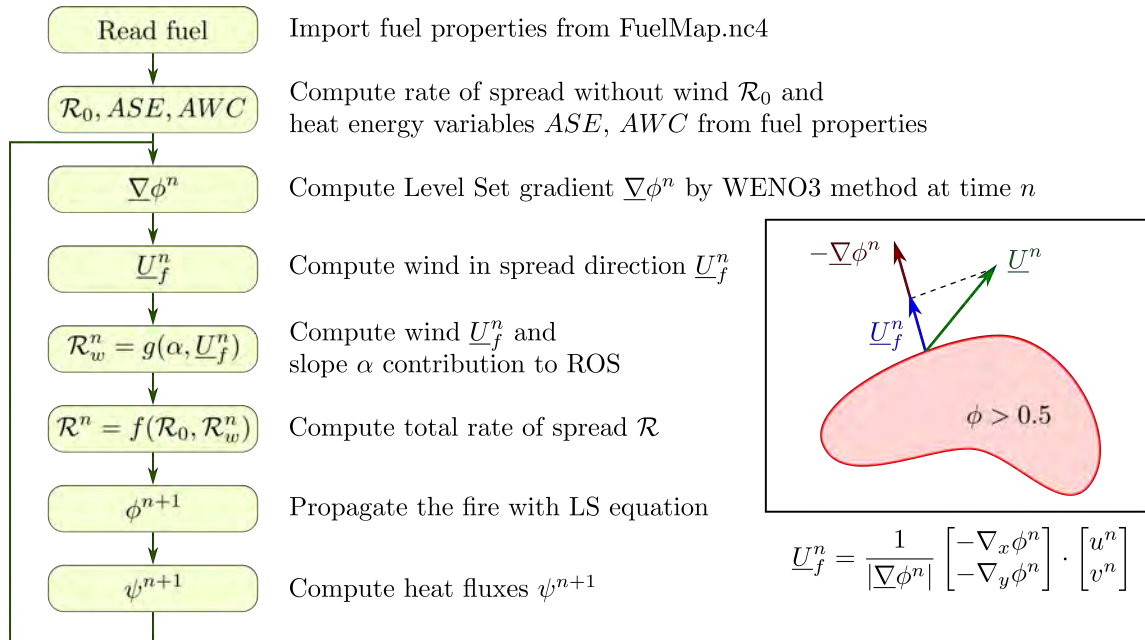


Figure II.19 – Schéma des principales étapes de calcul de BLAZE en mode couplé bidirectionnel (2WC) avec MÉSONH

Le système couplé MÉSONH-BLAZE a été validé sur le cas FireFlux I. L'article présenté dans ce chapitre est actuellement en cours d'évaluation. Dans le but d'améliorer le niveau d'accord entre les simulations et les mesures (par exemple dans le cas de la Figure 10), on peut chercher à trouver un meilleur jeu de paramètres de combustible parmi les paramètres qui ne sont pas

fixés par les conditions de l'expérience. En particulier, on peut chercher à modifier la valeur du flux de chaleur injecté et la température d'inflammation du combustible (T_i dans le modèle de Balbi). Ces deux paramètres peuvent permettre d'ajuster à la fois la vitesse de propagation et l'écoulement induit par le feu. La modification de ces deux paramètres a été effectuée dans le Chapitre III (Section III.4) et a montré une meilleure corrélation avec les mesures. Cependant, la détermination d'un jeu de paramètres permettant d'obtenir des meilleurs niveaux d'accord entre observations et simulations est un travail à poursuivre. De plus, la comparaison avec les observations pourra être étendue à d'autres altitudes de mesures que celles utilisées dans l'article présenté.

Le système couplé MÉSONH-BLAZE a montré au travers de l'étude du cas FireFlux I, sa capacité à simuler des ensembles pour quantifier les incertitudes et ainsi adopter un point de vue stochastique sur le comportement d'un incendie de forêt. Cette étude a notamment mis en évidence le fort impact de la variabilité de la turbulence atmosphérique de grande échelle sur la position du front de feu et les variables atmosphériques d'intérêt. La turbulence atmosphérique de grande échelle est une source d'incertitude aléatoire du problème, irréductible par nature, contribuant à la nécessité d'utiliser une approche ensembliste. Toutefois, le modèle de feu est sujet à d'autres sources d'incertitudes, notamment les incertitudes de modélisation liées par exemple à la représentation simplifiée du feu ou à l'hypothèse anélastique de MÉSONH qui est discutable étant donné les fortes énergies dégagées par les foyers de combustion. Cette hypothèse est revisitée au Chapitre III. Une autre limitation de cette étude est la non prise en compte de la traînée des arbres dans les simulations ce qui pourrait avoir une influence sur les structures cohérentes en aval de la végétation haute. Le modèle de feu est également sujet à des incertitudes sur les paramètres d'entrée (caractéristiques du combustible par exemple) qui se propagent dans la représentation de la vitesse de propagation et des flux de surface. Ces incertitudes paramétriques ont un caractère aléatoire lié par exemple à la variabilité spatiale qui ne peut être parfaitement représentée, mais elles sont aussi liées à un manque de connaissances du système. Ces incertitudes pourraient être en partie réduites via une approche d'assimilation de données basée sur une estimation jointe état-paramètres [Rochoux et al., 2014, 2015; Zhang et al., 2019; Rochoux et al., 2022]. Une question fondamentale pour aller vers l'assimilation de données appliquée au modèle couplé MÉSONH-BLAZE se trouve dans la sélection des paramètres les plus pertinents à corriger. Une analyse de sensibilité globale pourrait être un outil intéressant pour réaliser cette sélection. Cette approche est abordée au Chapitre IV.

Plus généralement, le système couplé MÉSONH-BLAZE peut être utilisé en complément de FOREFIRE pour analyser la dynamique de propagation d'un incendie de forêt et la mise en place d'une météorologie du feu qui joue un rôle important dans le développement d'événements extrêmes. La gestion externalisée des cartes de combustibles permet de mettre facilement en données le code BLAZE à partir de sources variées à travers la librairie PYROLIB. En particulier, BLAZE peut lire des matrices des temps d'arrivée simulées par FOREFIRE ou venant de jeux de données observationnelles [Paugam et al., 2013], ce qui est intéressant pour aller vers des cas d'étude de plus en plus réalistes.

Chapitre III

Développement et évaluation d'une version compressible de MésoNH

« I was told by many that my dream was impossible, yet here I am. [...] Never give up, keep fighting, and let's keep rising to the occasion. »

Lewis Hamilton

III.1 Introduction

Le système couplé MÉSONH-BLAZE a pour objectif de modéliser les interactions entre un incendie et l'atmosphère. Le modèle atmosphérique MÉSONH est chargé de représenter l'écoulement atmosphérique autour du feu. Ce modèle est basé sur une hypothèse simplificatrice largement utilisée dans le domaine de la météorologie : l'hypothèse anélastique. Celle-ci permet de réduire la contrainte sur le pas de temps de la simulation en supposant que la densité de l'air ne varie pas horizontalement et temporellement, mais seulement verticalement dans l'équation de continuité. Cela exige la résolution d'une équation de Poisson pour déterminer la pression de manière diagnostique.

Pour la plupart des écoulements atmosphériques à méso-échelle, pour lesquels le domaine de simulation n'est pas trop étendu horizontalement et n'est donc pas impacté par l'hypothèse d'homogénéité horizontale de la densité dans l'équation de continuité, l'hypothèse anélastique est suffisante pour représenter fidèlement les phénomènes physiques à modéliser. Cependant, il existe au moins deux cas d'écoulement de méso-échelle pour lesquels l'hypothèse anélastique peut entraîner des inconvénients. Le premier cas de figure concerne les écoulements sur fortes pentes pour lesquelles le solveur de pression ne converge pas systématiquement. Le relief doit alors être lissé. Ils constituent une limite numérique aux écoulements de très fine échelle (LES) modélisables par MÉSONH. Le second cas de figure est lié aux écoulements contenant de forts gradients de densité horizontaux, ce qui est le cas à proximité des incendies à cause des forts dégagements de chaleur. Par ailleurs, le solveur de pression limite la scalabilité. En effet, l'algorithme de Transformée de Fourier utilisé dans la résolution de l'équation de Poisson fait intervenir de nombreuses communications globales.

Pour pallier ces limitations, un système d'équations pleinement compressibles, *i.e.* sans approximation dans l'équation de continuité, a été développé pour l'atmosphère sèche par Rodier [2014] et Burgot [2017]. Ce développement a été étendu pour l'atmosphère humide dans ce travail de thèse.

La Section III.2 de ce chapitre est dédiée à la description du système d'équations anélastique et ses limitations, constituant le point de départ du développement du nouveau système compressible. La Section III.3 détaille les nouvelles équations utilisées, leur implémentation au sein du code de MÉSONH et leur validation sur des cas académiques. Enfin, à la Section III.4, le cas FireFlux I est simulé pour comparer les résultats obtenus avec les systèmes anélastique et compressible dans le but d'évaluer l'apport d'une version MÉSONH-BLAZE compressible pour les simulations d'incendies de forêt.

Sommaire

III.1 Introduction	145
III.2 L'approximation anélastique de MésoNH	148
III.2.1 Principe de l'approche anélastique	148
III.2.2 État de référence	149
III.2.3 Équations de conservation	150
III.2.3.a Conservation de la quantité de mouvement	150
III.2.3.b Conservation de l'énergie	151
III.2.3.c Conservation des rapports de mélange en eau	151
III.2.3.d Conservation des scalaires	152
III.3 La formulation compressible de MésoNH	153
III.3.1 Modification du système d'équations	153
III.3.1.a Conservation de la masse	153
III.3.1.b Équation d'état et densité	154
III.3.1.c Conservation de la quantité de mouvement	154
III.3.1.d Conservation de l'énergie	155
III.3.2 Implémentation numérique	156
III.3.2.a Considérations algorithmiques	156
III.3.2.b Conditions aux limites	159
III.3.2.c Parallélisation	161
III.3.3 Validation	162
III.3.3.a Atmosphère au repos	162
III.3.3.b Bulle thermique ascendante	163
III.3.3.c Propagation d'ondes sonores	168
III.3.3.d Onde orographique linéaire	170
III.4 Application au cas FireFlux I	171
III.4.1 Étude de l'écoulement induit à la tour principale	172
III.4.2 Répartition spectrale de l'énergie	176
III.4.3 Structures horizontales et verticales de l'écoulement induit	177
III.4.3.a Structures horizontales	178
III.4.3.b Structures verticales	188
III.4.4 Vitesse de propagation	193
III.5 Conclusion	195

III.2 L'approximation anélastique de MésoNH

III.2.1 Principe de l'approche anélastique

Les équations d'Euler compressibles sont les équations générales de la dynamique atmosphérique pour l'air sec. Il s'agit de trois équations : *i*) l'équation de conservation de la masse ou équation de continuité (Eq. III.1), *ii*) l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Eq. III.2), et *iii*) l'équation de conservation de l'énergie (Eq. III.3).

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \underline{U}) = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial \rho_d \underline{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \underline{U} \otimes \underline{U}) + \nabla P - \rho_d \underline{g} = \underline{0} \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial \rho_d E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d E \underline{U}) + \nabla \cdot (P \underline{U}) - \rho_d \underline{U} \cdot \underline{g} = 0 \quad (\text{III.3})$$

où ρ_d est la densité de l'air sec, \underline{U} le vecteur du vent, \underline{g} le vecteur de la gravité terrestre, P la pression, E l'énergie totale massique constituée de la somme de l'énergie interne massique et de l'énergie cinétique massique. Ce système d'équations permet la propagation d'ondes acoustiques, qui se propagent à la vitesse du son c . Celles-ci sont généralement sans intérêt en météorologie mais contraignent fortement le pas de temps des simulations numériques. Dans une simulation utilisant des schémas eulériens, il existe une limitation du pas de temps Δt en fonction de la taille de maille Δx et de la vitesse maximale de l'information au sein de cette cellule. Ce critère, appelé critère CFL, stipule que l'information ne doit pas traverser plus d'une cellule dans l'intervalle du pas de temps ce qui peut s'écrire

$$CFL = \frac{(\|\underline{U}\| + c)\Delta t}{\Delta x} \leq 1. \quad (\text{III.4})$$

La vitesse du son étant toujours bien plus grande que la vitesse du vent (environ 340 m s^{-1} contre au maximum 100 m s^{-1}), éliminer la dépendance du pas de temps aux ondes acoustiques permet d'utiliser un pas de temps plus grand et donc de réduire le coût numérique. On peut distinguer trois méthodes pour résoudre ce problème : *i*) l'utilisation de deux pas de temps différents pour la dynamique acoustique et non-acoustique, *ii*) l'implication de certains termes (ce qui implique généralement une linéarisation de l'état de l'atmosphère autour d'un état de référence), et *iii*) l'utilisation de l'approximation anélastique [Ikawa, 1988; Smolarkiewicz et al., 2001]. Dans MÉSONH, c'est la troisième solution qui a été choisie initialement [Lafore et al., 1998; Lac et al., 2018]. Cette formulation anélastique permet d'éliminer les ondes acoustiques dans le système d'équations. La condition CFL devient :

$$CFL = \|\underline{U}\| \Delta t / \Delta x. \quad (\text{III.5})$$

Dans sa version actuelle, l'hypothèse anélastique utilisée dans MÉSONH considère (en négligeant le volume et la masse des hydrométéores, *i.e.* l'eau en phase condensée dans l'atmosphère) que la densité sèche ρ_d est remplacée, dans l'ensemble du domaine, par une densité de référence qui

ne dépend que de la direction verticale $\rho_{d,ref}(z)$. En particulier, la densité ne dépend plus du temps $\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = 0$ (sauf dans le terme de flottabilité) :

$$\rho_d(x, y, z, t) \equiv \rho_{d,ref}(z). \quad (\text{III.6})$$

Cette hypothèse permet de simplifier l'écriture de l'équation de conservation de la masse (Eq. III.1) qui devient

$$\underline{\nabla} \cdot (\rho_{d,ref} \underline{U}) = 0. \quad (\text{III.7})$$

L'écoulement devient intrinsèquement incompressible et la pression est calculée à partir d'une équation elliptique. L'équation de continuité du système anélastique contraint fortement la vitesse de l'écoulement car les bilans de flux de masse horizontal et vertical se compensent (Figure III.1) :

$$\frac{\partial \rho_{d,ref} u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{d,ref} v}{\partial y} = - \frac{\partial \rho_{d,ref} w}{\partial z}. \quad (\text{III.8})$$

Le système anélastique introduit une équation de Poisson pour déterminer la pression. La résolution de l'équation de Poisson nécessite le calcul d'une jauge. Cette jauge est déterminée en vérifiant la conservation de la masse totale de l'air contenue dans le domaine.

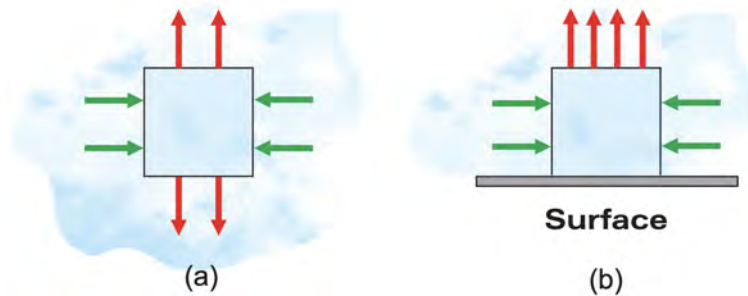


Figure III.1 – Schéma du bilan de masse dans un volume de contrôle avec l'hypothèse anélastique. Les flux de masse horizontaux (flèches vertes) et verticaux (flèches rouges) se compensent. En particulier, au niveau de la surface b), une convergence horizontale implique nécessairement une ascendance et réciproquement. *Source* : Malardel [2005]

À noter qu'il existe plusieurs systèmes d'équations anélastiques dans MÉSONH : le système anélastique de Lipps and Hemler [1982], les équations anélastiques modifiées de Wilhelmson and Ogura [1972], et le système pseudo-incompressible de Durran [1989]. Le système standard utilisé dans MÉSONH est le système de Durran [1989], il est donc utilisé pour ce travail de thèse.

III.2.2 État de référence

Le système anélastique est basé sur un état de référence initial proche de l'état réel de l'atmosphère. Cet état est défini à partir d'une atmosphère au repos, à l'équilibre hydrostatique et avec des profils de température $T_{ref}(z)$ et de rapport de mélange en vapeur $r_{v,ref}(z)$ uniformes sur l'horizontale. Aucune forme condensée n'est considérée dans l'état de référence. Les profils de référence peuvent être obtenus en moyennant horizontalement des champs observés ou simulés

au moment et au point d'intérêt. On définit le profil vertical de température virtuelle¹ :

$$T_{v,ref} = T_{ref} \frac{1 + r_{v,ref} \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_{v,ref}}, \quad (\text{III.9})$$

où R_d et R_v correspondent respectivement aux constantes de l'air sec et humide. On peut alors définir le gradient de pression hydrostatique :

$$\frac{\partial \log \Pi_{ref}}{\partial z} = -\frac{g}{C_{pd} T_{v,ref}}, \quad (\text{III.10})$$

où Π_{ref} est la fonction d'Exner de référence² et C_{pd} est la capacité thermique massique à pression constante de l'air sec. Le profil de la température potentielle virtuelle $\theta_{v,ref}$ peut en être déduit :

$$\theta_{v,ref} = \frac{T_{v,ref}}{\Pi_{ref}}. \quad (\text{III.11})$$

Enfin, le profil de densité ρ_{ref} peut être reconstruit à partir de l'équation d'état des gaz parfaits $P = \rho RT$:

$$\rho_{ref} = \frac{\Pi_{ref}^{C_{vd}/R_d} P_{00}}{R_d \theta_{v,ref}}, \quad (\text{III.12})$$

avec C_{vd} la capacité thermique massique à volume constant de l'air sec. La densité de l'air sec est retrouvée par la relation suivante :

$$\rho_{d,ref} = \frac{\rho_{ref}}{1 + r_{v,ref}}. \quad (\text{III.13})$$

III.2.3 Équations de conservation

III.2.3.a Conservation de la quantité de mouvement

La conservation de quantité de mouvement $\rho_{d,ref} \underline{U}$ est décrite par l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \rho_{d,ref} \underline{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{d,ref} \underline{U} \otimes \underline{U}) + \underline{\mathcal{F}}_{\Pi} + \underline{\mathcal{F}}_B + 2\rho_{d,ref} \underline{\Omega} \times \underline{U} = \rho_{d,ref} \underline{\mathcal{F}}, \quad (\text{III.14})$$

avec de gauche à droite, la variation temporelle eulérienne et l'advection de quantité de mouvement, la force du gradient de pression $\underline{\mathcal{F}}_{\Pi}$, la force de flottabilité $\underline{\mathcal{F}}_B$, la force de Coriolis et les autres sources de quantité de mouvement $\underline{\mathcal{F}}$ liées aux processus physiques comme par exemple le transport sous-maille (turbulence, convection).

La force de pression est déterminée par la perturbation de pression qui est, dans un système anélastique, une quantité diagnostique. Elle est définie comme un écart par rapport à un état de référence $P' = P - P_{ref}$ (ou $\Pi' = \Pi - \Pi_{ref}$ en utilisant la fonction d'Exner). La pression est calculée à partir d'une équation de Poisson elliptique obtenue en combinant l'équation de

1. La température virtuelle correspond à la température qu'aurait l'air sec à la même densité et à la même pression que l'air humide.

2. La fonction d'Exner Π représente une pression normalisée par rapport à une pression de référence P_{00} , généralement 1 atm. $\Pi = \left(\frac{P}{P_{00}}\right)^{R_d/C_{pd}}$

conservation de la masse anélastique (Eq. III.7) et la conservation de la quantité de mouvement (Eq. III.14). Cette équation de pression, dont la forme est dépendante de la formulation anélastique envisagée, est résolue par un solveur de pression. Le coût numérique de ce solveur représente entre 25% et 50% du coût de calcul d'une simulation. Il dépend linéairement du nombre de points dans le domaine mais également de la pente orographique qui peut augmenter considérablement le nombre d'itérations nécessaires au solveur pour converger vers une solution acceptable (la divergence résiduelle de l'équation de continuité doit être inférieure à 10^{-7}).

L'écriture du terme de flottabilité de l'équation de conservation de la quantité de mouvement ne peut pas s'écrire de la même manière que dans le système compressible d'Euler car la densité de référence ne varie pas dans le temps en anélastique. Il est nécessaire d'utiliser les variables thermodynamiques :

$$\underline{\mathcal{F}}_B = \rho_{d,ref} \left(\frac{\theta_v - \theta_{v,ref}}{\theta_{v,ref}} \right) \underline{g}. \quad (\text{III.15})$$

III.2.3.b Conservation de l'énergie

La variable pronostique de l'énergie est la température potentielle θ . La conservation de l'énergie est dérivée du premier principe de la thermodynamique (démonstration donnée en Annexe D.1). Sous certaines hypothèses, la température potentielle peut être calculée à l'aide de l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{d,ref} \theta}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\rho_{d,ref} \theta \underline{U}) = & \rho_{d,ref} \left[\frac{(R_d + r_v R_v) C_{pd}}{R_d C_{ph}} - 1 \right] w \frac{\theta}{\Pi_{ref}} \frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} \\ & + \frac{\rho_{d,ref}}{C_{ph} \Pi_{ref}} \left[L_m \frac{d(r_i + r_s + r_g + r_h)}{dt} - L_v \frac{dr_v}{dt} + \mathcal{H} \right], \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

avec de gauche à droite, l'évolution temporelle eulérienne et l'advection, la correction humide en l'absence de changement de phase, les effets de changement de phase ainsi qu'un terme \mathcal{H} regroupant les effets radiatifs et diffusifs.

III.2.3.c Conservation des rapports de mélange en eau

La conservation des rapports de mélange de l'eau sous toutes ses formes ($r_v, r_c, r_r, r_i, r_s, r_g, r_h$), notés r_\star , est assurée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \rho_{d,ref} r_\star}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\rho_{d,ref} r_\star \underline{U}) = \rho_{d,ref} \mathcal{Q}_\star, \quad (\text{III.17})$$

avec \mathcal{Q}_\star le terme source volumique prenant en compte les effets de changement de phase, de sédimentation et de transport sous-maille.

III.2.3.d Conservation des scalaires

Dans certains cas, il peut être intéressant de suivre l'évolution du rapport de mélange d'autres scalaires, notés s_* . Ces scalaires peuvent représenter des gaz traces ou des aérosols émis par un incendie, et peuvent être chimiquement actifs ou passifs. De la même manière que pour les rapports de mélange en eau, la conservation des rapports de mélange des scalaires est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \rho_{d,ref} s_*}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{d,ref} s_* \underline{U}) = \rho_{d,ref} \mathcal{S}_*, \quad (\text{III.18})$$

avec \mathcal{S}_* le terme source prenant en compte les effets diabatiques, de sédimentation, de transport sous-maille et d'autres processus chimiques éventuels.

III.3 La formulation compressible de MésoNH

Les limites du système anélastique ont conduit au développement d'une version compressible de MÉSONH. Le passage à un système pleinement compressible permettrait de *i)* mieux décrire l'écoulement là où il y a des variations importantes horizontales de densité, par exemple au voisinage des foyers de combustion associés à d'importants dégagements de chaleur, et *ii)* résoudre les écoulements sur les fortes pentes, là où le solveur de pression peine à converger.

Le passage au système compressible nécessite de modifier le cœur du noyau dynamique de MÉSONH, ce qui signifie que la densité de l'air n'est plus constante. À partir des équations d'état, de continuité et de conservation de la quantité de mouvement, il faut ajouter une nouvelle variable pronostique pour la densité dans l'ensemble des équations. Un travail préliminaire à cette thèse a étudié le passage de MÉSONH à une formulation compressible [Rodier, 2014]. Rodier [2014] a déterminé que la densité de l'air sec ρ_d et la température potentielle θ devaient constituer le couple de variables pronostiques masse/énergie du système compressible. Il a ensuite modifié les équations anélastiques pour passer à un système compressible en atmosphère sèche, qui a été implémenté et testé avec succès dans MÉSONH. Cette thèse a poursuivi ce travail préliminaire en étendant le système compressible à l'atmosphère humide. Les équations compressibles en atmosphère humide sont présentées par la suite.

III.3.1 Modification du système d'équations

Les équations de la dynamique de MÉSONH sont codées sous la forme flux, ce qui permet de ne modifier qu'un nombre réduit d'équations pour passer au paradigme compressible. Pour beaucoup d'équations, comme par exemple la conservation des rapports de mélange, il suffit de remplacer la densité de référence $\rho_{d,ref}$ par la densité pronostique sèche ρ_d . Les champs de référence ne sont plus considérés en compressible et doivent être remplacés. Un certain nombre d'équations restent à modifier pour assurer un système d'équations cohérent. Toutes les équations du système compressible ont été écrites dans une atmosphère humide en négligeant le volume et la masse des hydrométéores, c'est-à-dire que la somme des rapports de mélange des hydrométéores r_w est égale au rapport de mélange en vapeur d'eau : $r_w \equiv \sum r_\star = r_v$.

III.3.1.a Conservation de la masse

En compressible, on ne fait plus d'hypothèse sur l'équation de continuité du système d'Euler (Eq. III.1). L'équation utilisée pour calculer la densité sèche est donc la suivante :

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \underline{U}) = 0. \quad (\text{III.19})$$

On utilise la densité sèche dans cette équation, au lieu de la densité totale, pour éviter d'introduire des termes sources, provenant des changements de phase par exemple. Comme en anélastique, des équations sont introduites pour décrire la conservation des rapports de mélange en eau, en particulier pour le rapport de mélange de vapeur d'eau, qui est une quantité importante

dans le calcul de la densité totale :

$$\frac{\partial \rho_d r_\star}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d r_\star \underline{U}) = \rho_d \mathcal{Q}_\star. \quad (\text{III.20})$$

III.3.1.b Équation d'état et densité

L'équation d'état utilisée dans le système compressible est la suivante :

$$P = \rho RT = \rho R_d T_v. \quad (\text{III.21})$$

Il est donc nécessaire de calculer la densité totale ρ à partir de la densité sèche ρ_d pour utiliser l'équation d'état. Pour cela, on ne peut pas réutiliser l'Équation (III.13) car la densité est une grandeur intensive qui ne peut pas être sommée. Pour définir cette nouvelle relation entre la densité sèche et la densité humide, il est nécessaire de définir le lien entre les constantes des gaz R et R_d . En utilisant la définition de la température virtuelle et de l'équation d'état (Eq. III.21),

$$RT = R_d T \frac{1 + r_v R_v / R_d}{1 + r_v} \Leftrightarrow R = R_d \frac{1 + r_v R_v / R_d}{1 + r_v}. \quad (\text{III.22})$$

Une démonstration plus rigoureuse de cette relation peut être retrouvée à partir du poids moléculaire et inverser la causalité de la relation entre constante des gaz, température et température virtuelle (Annexe A).

Ensuite, pour calculer la densité, on écrit l'équation d'état pour l'air humide et pour l'air sec en pression partielle d'air sec P_d en supposant l'équilibre thermodynamique, *i.e.* l'air humide et l'air sec sont à la même température :

$$\begin{aligned} P &= \rho RT \\ P_d &= \rho_d R_d T. \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

On fait l'approximation que la pression partielle de l'air sec est très proche de la pression totale $P_d \approx P$. En combinant les deux équations précédentes, en utilisant l'Équation (III.22) et en simplifiant par la température, on obtient la relation entre densité sèche et densité totale :

$$\rho = \rho_d \frac{1 + r_v}{1 + r_v R_v / R_d}. \quad (\text{III.24})$$

Contrairement à la relation liant ces densités dans le système anélastique (Eq. III.13), la densité de l'air humide est plus faible que la densité de l'air sec (car $R_v > R_d$). De la même manière que pour l'Équation (III.22), le lecteur peut trouver une démonstration de l'Équation (III.24) en Annexe A.

III.3.1.c Conservation de la quantité de mouvement

Ici encore, la densité de référence est remplacée dans l'équation anélastique (Eq. III.14) par la densité sèche. Les termes qui doivent être modifiés correspondent aux termes qui évoluent

rapidement, liés aux ondes acoustiques, comme le terme de pression $\underline{\mathcal{F}}_{\Pi}$ et le terme de flottabilité $\underline{\mathcal{F}}_B$. Afin de conserver la consistance des équations discrétisées dans le modèle, on écrit le terme du gradient de pression à l'aide de la fonction d'Exner :

$$\underline{\mathcal{F}}_{\Pi} = -\underline{\nabla}P = -\underline{\nabla}\left(P_{00}\pi^{C_{pd}/R_d}\right), \quad (\text{III.25})$$

ce qui donne l'écriture suivante :

$$\underline{\mathcal{F}}_{\Pi} = -\frac{P_{00}C_{pd}}{R_d}\Pi^{C_{vd}/R_d}\underline{\nabla}\Pi. \quad (\text{III.26})$$

La force de flottabilité peut également être directement calculée car la densité est désormais une grandeur variable. Pour rester cohérent avec l'écriture du terme de pression, on remplace la densité ρ par une expression dépendant de la fonction d'Exner Π provenant de l'équation d'état (Eq. III.21) :

$$\underline{\mathcal{F}}_B = -\rho\underline{g} = -\frac{P}{R_d\theta_v\Pi}\underline{g}, \quad (\text{III.27})$$

ce qui donne finalement

$$\underline{\mathcal{F}}_B = -\frac{P_{00}}{R_d\theta_v}\Pi^{C_{vd}/R_d}\underline{g}. \quad (\text{III.28})$$

Cette écriture permet de compenser strictement les effets de pression et de flottabilité dans le cadre de l'équilibre hydrostatique qui, en compressible, s'écrit :

$$\frac{\partial\Pi}{\partial z} = -\frac{g}{C_{pd}\theta_v}. \quad (\text{III.29})$$

Le système anélastique impose une forte contrainte sur la divergence du vent qui n'existe plus en compressible. De ce fait, il est nécessaire d'ajouter un terme de viscosité $\underline{\mathcal{F}}_{\mu}$ comme moyen numérique pour diffuser efficacement les ondes acoustiques produites dans le domaine. Pour cela, on impose une valeur de viscosité dynamique très élevée qui diminue la production rapide de quantité de mouvement liée aux ondes acoustiques :

$$\underline{\mathcal{F}}_{\mu} = (\mu + \lambda)\underline{\nabla}(\underline{\nabla} \cdot \underline{U}), \quad (\text{III.30})$$

où μ est la viscosité dynamique et λ la viscosité de volume. Finalement, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial\rho_d\underline{U}}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\rho_d\underline{U} \otimes \underline{U}) + \underline{\mathcal{F}}_{\Pi} + \underline{\mathcal{F}}_B - \underline{\mathcal{F}}_{\mu} + 2\rho_d\underline{\Omega} \times \underline{U} = \rho_d\underline{\mathcal{F}}. \quad (\text{III.31})$$

III.3.1.d Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est pour le système compressible, comme pour le système anélastique, dérivée du premier principe de la thermodynamique. Cependant, certaines hypothèses simplificatrices (Annexe D.1) utilisées en anélastique ne sont plus appliquées en compressible. En particulier, les variations de pression ne sont plus limitées à la direction verticale dans le terme de correction de l'humidité en l'absence de changement de phase. L'équation de

conservation de l'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_d \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \theta \underline{U}) = & \rho_d \left[\frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d} C_{pd}}{1 + r_v C_{ph}} - 1 \right] \left[\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \nabla \cdot (\Pi \underline{U}) \right] \frac{\theta}{\Pi} \\ & + \frac{\rho_d}{\Pi C_{ph}} \left[L_m \frac{d(r_i + r_s + r_g + r_h)}{dt} - L_v \frac{dr_v}{dt} + \mathcal{H} \right]. \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

La démonstration de cette équation est donnée en Annexe D.2. Cette nouvelle équation fait apparaître une variation temporelle de pression qui devra être évaluée par une méthode numérique décrite à la Section III.3.2.a. La prise en compte des gradients de pression horizontaux doit permettre de mieux décrire les écoulements dans les zones de forts gradients, comme par exemple au voisinage des foyers de combustion.

III.3.2 Implémentation numérique

Cette section se concentre sur certains aspects numériques de l'implémentation du système compressible dans l'environnement algorithmique existant de MÉSONH. Il s'agit d'introduire le code lié à la partie compressible dans le code source de MÉSONH. Une première implémentation du système d'équations compressible a été réalisée par Rodier [2014] pour un système compressible en atmosphère sèche. Ce travail de thèse s'est concentré sur les modifications du code pour utiliser les équations du système compressible en atmosphère humide.

Les principales composantes du travail de discrétisation, d'écriture des routines compressibles sont traitées dans la Section III.3.2.a. Les conditions aux limites du système compressible sont décrites dans la Section III.3.2.b. Quelques aspects de parallélisation sont présentés dans la Section III.3.2.c.

III.3.2.a Considérations algorithmiques

Grille. Le maillage de MÉSONH est une grille structurée. Chaque cellule de calcul est repérée par trois indices (i, j, k) , et chaque cellule a la connaissance de ses voisins (au sens de Von Neumann) par simple incrémentation de ces indices. Dans MÉSONH, les différentes variables du modèle ne sont pas toutes positionnées au même endroit au sein d'une cellule. La grille utilisée est de type C d'Arakawa [Mesinger and Arakawa, 1976]. Dans cette configuration, on distingue deux types de points : *i*) les points de masse (représentés par les cercles sur la Figure III.2) correspondent à la position de variables scalaires comme la température, la densité, les rapports de mélange ou encore la pression, et *ii*) les points de flux (représentés par les triangles sur la Figure III.2) correspondent à la position des variables vectorielles comme le vent. Le principe est le même dans la direction verticale avec un décalage de la position du point de flux, représentant le vent vertical, par rapport au point de masse. Les points situés à l'extérieur du domaine physique sont appelés points de halo. La taille de ces halos dépend des schémas numériques choisis (des halos de plus grande taille sont nécessaires pour des schémas d'ordre plus élevé). La question des valeurs attribuées aux variables physiques dans ces halos n'est pas triviale et sera abordée dans la Section III.3.2.b.

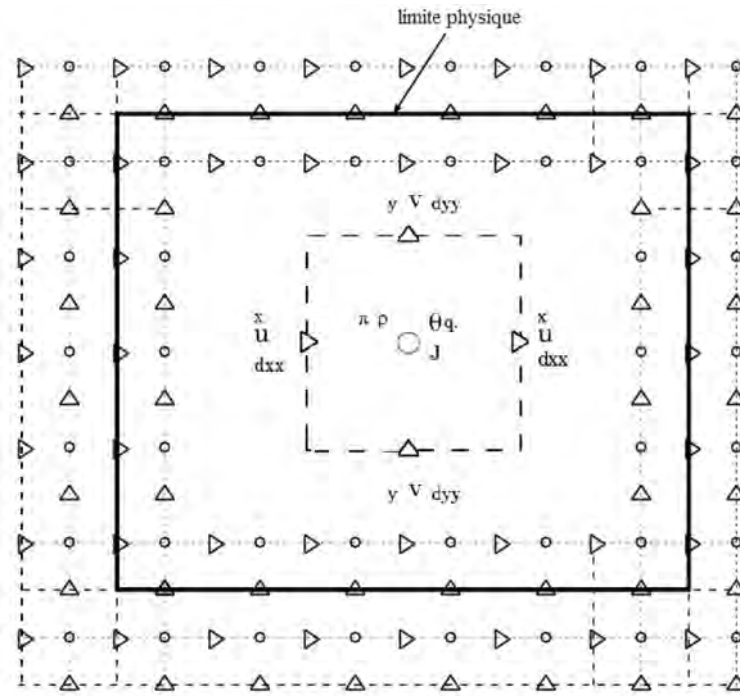


Figure III.2 – Discrétisation horizontale sur la grille de type C d’Arakawa. Les cercles représentent les points de masse et les triangles les points de flux. Les points en-dehors du domaine physique (cadre en trait plein épais) sont les points de halo. *Source* : Documentation MÉSONH

Pas de temps. La contrainte sur le pas de temps compressible liée à la condition CFL (Eq. III.4) oblige à utiliser un pas de temps très petit. À la suite des travaux de Rodier [2014], il a été envisagé d’utiliser une méthode de *Time-Splitting* utilisant deux pas de temps différents [Burgot, 2017]. Le pas de temps des processus rapides, comme la flottabilité ou le terme de pression, sont des mécanismes fortement liés aux perturbations acoustiques et requièrent un pas de temps très petit lié à la contrainte CFL (Eq. III.4). En revanche, des processus plus lents, comme l’advection ou la physique sous-maille, peuvent être calculés avec un pas de temps plus grand. Le pas de temps lent est en principe un multiple du pas de temps rapide. Cette méthode permet de gagner en efficacité de calcul en concentrant les ressources de calcul sur les termes les plus sujets aux perturbations acoustiques. Bien que la méthode soit implémentée, ce travail de thèse n’utilise pas cette capacité de *Time-Splitting* en raison de son manque de validation dans sa formulation actuelle.

Schémas numériques. La version compressible de MÉSONH n’a pas besoin de redéfinir la discrétisation des opérateurs de dérivée par rapport à la version anélastique. En particulier, les schémas numériques d’ordre élevé (d’ordre 3 à 5) utilisés pour les termes d’advection peuvent être réutilisés pour la version compressible. Plusieurs schémas sont disponibles, notamment les schémas WENO d’ordre 3, WENO d’ordre 5 [Lunet et al., 2017] et centré d’ordre 4. Les schémas WENO sont implicitement diffusifs et ne nécessitent pas l’ajout de diffusion numérique (contrairement au schéma centré d’ordre 4). Mais ils permettent de bien traiter les problèmes sujets à de forts gradients. Ces schémas sont préconisés pour l’utilisation de MÉSONH compressible car l’intérêt du compressible se situe justement dans les zones de forts gradients. L’advection des quantités scalaires est gérée par un schéma PPM [Colella and Woodward, 1984].

En général, ces schémas de discrétisation d'opérateurs spatiaux sont associés à des schémas d'ordre élevé de discrétisation temporelle comme les méthodes de Runge-Kutta, qui sont des méthodes itératives d'intégration temporelle. Ici encore, les mêmes méthodes peuvent être utilisées en compressible et en anélastique.

Une méthode de type prédicteur/correcteur est appliquée, dans le calcul compressible, au calcul de la température potentielle θ . L'équation de conservation de l'énergie (Eq. III.32) fait apparaître une dérivée temporelle de pression qui est une variable diagnostique. Pour comprendre le schéma numérique utilisé pour résoudre cette équation, on réécrit l'équation de conservation de l'énergie de la manière suivante :

$$\frac{\partial \rho_d \theta}{\partial t} = A + B \left[\frac{\partial \Pi}{\partial t} + C \right]. \quad (\text{III.33})$$

L'objectif de la méthode est d'obtenir la température potentielle θ à l'instant $(t + \Delta t)$, indicé $n + 1$, à partir des quantités de l'instant t , indicé n . Les précédentes étapes de calcul ont permis de calculer ρ_d^{n+1} et r_v^{n+1} (et donc ρ^{n+1}). En utilisant un schéma d'Euler (de type FIT) et en considérant $(\rho_d \theta)^n = \rho_d^n \theta^n$, on peut écrire :

$$\theta^{n+1} = \frac{\rho_d^n \theta^n + \Delta t \left[A^n + B^n \left[\frac{\Pi^{n+1} - \Pi^n}{\Delta t} + C^n \right] \right]}{\rho_d^{n+1}}. \quad (\text{III.34})$$

Pour évaluer cette expression, il manque Π^{n+1} qui est une quantité diagnostique dépendant de θ^{n+1} à travers l'équation d'état. On va donc utiliser des variables intermédiaires, notées $*$, qui vont permettre d'estimer Π^{n+1} ($\Pi^* \approx \Pi^{n+1}$). On commence par calculer une estimation de la température potentielle sans le terme de variation temporelle de pression :

$$\theta^* = \frac{\rho_d^n \theta^n + \Delta t [A^n + B^n C^n]}{\rho_d^{n+1}}, \quad (\text{III.35})$$

qui permet de réaliser une estimation de la pression :

$$\Pi^* = \left[\frac{\rho^{n+1} R_d \theta_v^*}{P_{00}} \right]^{\gamma-1}. \quad (\text{III.36})$$

On utilise cet estimateur pour calculer la dérivée temporelle de pression et calculer la température potentielle θ^{n+1} :

$$\theta^{n+1} = \frac{\rho_d^n \theta^n + \Delta t \left[A^n + B^n \left[\frac{\Pi^* - \Pi^n}{\Delta t} + C^n \right] \right]}{\rho_d^{n+1}}. \quad (\text{III.37})$$

On peut alors réaliser le diagnostic de la pression Π^{n+1} :

$$\Pi^{n+1} = \left[\frac{\rho^{n+1} R_d \theta_v^{n+1}}{P_{00}} \right]^{\gamma-1}. \quad (\text{III.38})$$

Cette méthode numérique permet de calculer la température potentielle en ne faisant aucune hypothèse sur une direction privilégiée, dans l'espace ou le temps, de la variation de la pression dans le terme de correction de l'humidité en l'absence de changement de phase.

Algorithme général. Les étapes précédemment décrites s'articulent au sein d'un ensemble de routines formant l'algorithme de MÉSONH. Les modifications apportées à cet algorithme pour le faire évoluer vers une version compressible de MÉSONH sont données Figure III.3. En particulier, on retire les étapes de calcul de la flottabilité via les variables thermodynamiques et du solveur de pression pour les remplacer par une routine résolvant les équations du système compressible.

III.3.2.b Conditions aux limites

Le passage en compressible pose de nombreuses questions sur les conditions aux limites, imposées non seulement à la nouvelle variable pronostique (la densité de l'air sec) mais également pour les composantes du vent. Des conditions aux limites sur la pression et la température potentielle doivent également être configurées avec précaution.

Condition limite de la densité sèche. Physiquement, aucune restriction n'est imposée sur la densité au sol et au sommet du domaine. En revanche, les points non-physiques situés sous le sol et au-dessus du sommet méritent une attention particulière. Au niveau du sol, il est crucial de s'assurer qu'il n'y ait pas de création de masse venant du sol liée à des calculs de gradient ou de divergence. Ainsi, on impose $\rho_d^{sol-1} = \rho_d^{sol}$ pour que le gradient au premier point de flux physique et le terme vertical de la divergence au point de masse du sol soient nuls. Au-dessus du sommet physique du domaine, on doit s'assurer que la valeur au point de masse non-physique est une valeur de ρ_d physique cohérente pour les calculs de gradient et de divergence au dernier point physique. On suppose ici l'équilibre hydrostatique entre ces deux points (notés top pour le dernier point physique, et $top + 1$ pour le point non-physique au-dessus du domaine) :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho_d g. \quad (\text{III.39})$$

Ici on considère l'air comme sec ($\rho \approx \rho_d$) car généralement, la quantité de vapeur d'eau et des autres hydrométéores est très faible au sommet des domaines simulés. On utilise l'équation d'état pour obtenir la relation suivante :

$$\frac{\rho_d^{top+1} R_d T_v^{top+1} - \rho_d^{top} R_d T_v^{top}}{\Delta z} = -\frac{\rho_d^{top+1} + \rho_d^{top}}{2} g. \quad (\text{III.40})$$

Cette expression permet d'isoler la valeur de densité au-dessus du sommet physique :

$$\rho_d^{top+1} = \rho_d^{top} \left[\frac{\frac{R_d T_v^{top}}{\Delta z} - \frac{g}{2}}{\frac{R_d T_v^{top+1}}{\Delta z} + \frac{g}{2}} \right], \quad (\text{III.41})$$

où $T_v^{top+1} = \Pi^{top+1} \theta^{top+1} = \Pi^{top+1} \theta^{top}$. La condition au sommet sur la température potentielle est la même qu'en anélastique. La pression Π^{top+1} est donnée par les champs coupleurs.

Condition limite inférieure de la pression. Sous la surface, il faut que la pression ait une valeur physique pour que le gradient de pression vertical soit cohérent. Pour cela, on utilise la même technique que pour la condition limite supérieure de densité qui impose l'équilibre hydrostatique. En moyennant la température potentielle entre le sol et le sous-sol, on obtient la

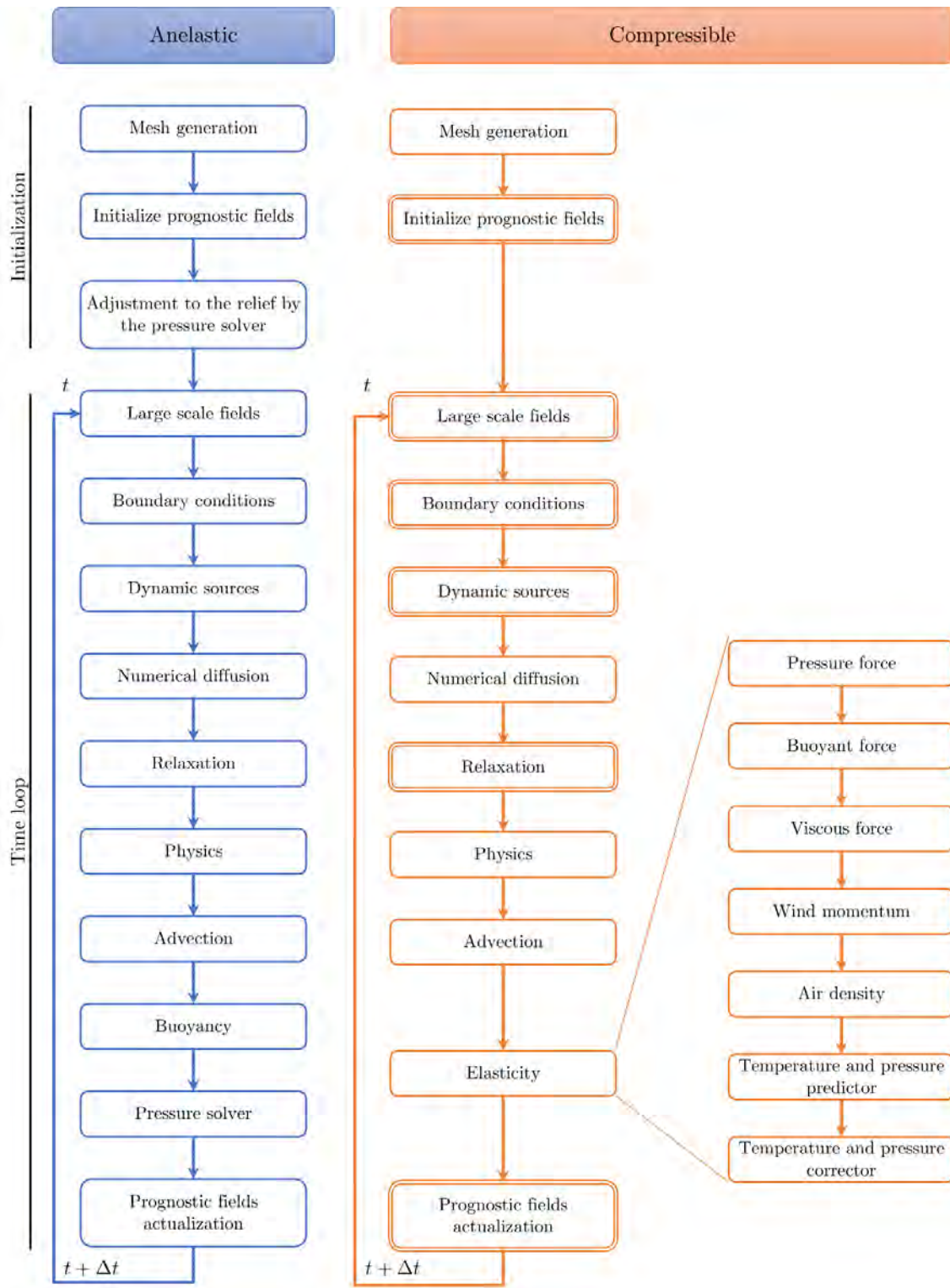


Figure III.3 – Schéma algorithmique de MÉSONH anélastique (en bleu) et compressible (en orange). Chaque boîte représente une routine élémentaire du code. Les routines avec une double ligne représentent les routines modifiées dans le paradigme compressible par rapport au paradigme anélastique. Le détail de la routine de calcul des effets compressibles (*Elasticity*) est représenté à droite.

condition suivante :

$$\Pi^{sol-1} = \Pi^{sol} + \frac{2g}{C_{pd}(\theta_v^{sol} + \theta_v^{sol-1})} \Delta z. \quad (\text{III.42})$$

Condition aux limites latérales. Les conditions aux limites latérales ne sont pas différentes du système anélastique mises à part l'ajout de conditions pour la densité sèche ρ_d . Celles-ci sont similaires aux autres variables localisées au point de masse comme la température potentielle θ .

Condition limite radiative au sommet. Au cours de ce travail de thèse, il est apparu intéressant de développer une condition limite radiative, *i.e.* non réfléchissante, au sommet du domaine. En effet, sur des simulations possédant un relief, l'état initial de l'atmosphère n'est pas à l'équilibre à cause de la déformation du maillage due à l'orographie. Des ondes acoustiques sont produites par cet état de non-équilibre et viennent rebondir sur le sommet du domaine pour revenir vers le sol, rebondir sur le sol, *etc.*, jusqu'à ce que la viscosité numérique ajoutée dans le système compressible parvienne à dissiper ces ondes. L'utilisation d'une condition limite radiative capable de laisser passer les ondes acoustiques au sommet du domaine, au lieu de les laisser rebondir, permet de limiter la perturbation de l'atmosphère par les ondes acoustiques générées au début de la simulation.

Le développement de cette condition limite est détaillée en Annexe E [Costes et al., 2018]. La méthode développée est une modification de la condition limite NSCBC (Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition) de Poinso et Lelie [1992] pour prendre en compte la stratification de l'atmosphère. Pour filtrer les ondes acoustiques à basse fréquence, la méthode de PWM (Plane Wave Masking) de Polifke et al. [2006] a été ajoutée au formalisme développé pendant la thèse. De très bons résultats ont été obtenus sur des ondes normales ou sphériques sur des cas sans orographie, démontrant le potentiel de cette méthode. Cependant, des problèmes de stabilité sont apparus sur des cas avec orographie qui n'ont pas été résolus dans le cadre de cette thèse. Cette condition limite n'a pas été suffisamment validée pour être utilisée dans les simulations présentées dans ce travail de thèse.

III.3.2.c Parallélisation

Les routines de parallélisation utilisées dans MÉSONH peuvent être facilement utilisées pour la version compressible. La parallélisation de la version compressible possède un avantage sur l'anélastique dans sa formulation. En effet, le système d'équations compressible utilisé est un système hyperbolique, c'est-à-dire que la vitesse de l'information a une vitesse finie dans le domaine de calcul, un point influençant un nombre limité de ses voisins. Du point de vue de la parallélisation, cela signifie que chaque sous-domaine assigné à un processeur a besoin uniquement des informations de ses voisins directs (au sens de Von Neumann). Dans sa version anélastique, MÉSONH doit résoudre l'équation de Poisson pour la pression qui est un problème elliptique, c'est-à-dire que chaque point influence tous les autres. Du point de vue de la parallélisation, chaque processeur doit communiquer avec tous les autres pour récupérer les informations nécessaires à la résolution du problème, ce qui accroît considérablement le temps requis par les communications dans les simulations massivement parallèles. L'utilisation du système compressible permet de réduire les coûts associés à ces communications.

Une contrainte de reproductibilité du calcul doit être respectée pour tout le code et donc aussi en compressible. C'est une condition très importante pour la communauté de développement de

MÉSONH. Ce critère stipule qu'une simulation lancée sur n processeurs ($n \geq 1$) doit être identique, aux erreurs de troncature près, à la même simulation lancée sur m processeurs ($m \geq n$). C'est une contrainte très forte qui oblige à vérifier les échanges de données entre processeurs lors des étapes de validation. Cette contrainte de reproductibilité pour le système compressible a été vérifiée dans ce travail de thèse.

III.3.3 Validation

Cette section présente quatre cas de validation de la version compressible de MÉSONH (sans feu), de complexité croissante et aux objectifs distincts, avec une comparaison à la version anélastique :

1. **Atmosphère au repos** : simulation 3D d'une atmosphère au repos, à l'équilibre hydrostatique, avec l'objectif de valider la stationnarité des variables d'état du système compressible à l'équilibre,
2. **Bulle thermique ascendante** : simulation quasi-2D d'une anomalie sphérique de température potentielle dans une atmosphère neutre, avec l'objectif de valider l'implémentation des termes de flottabilité et de gradient de pression, à l'origine de l'ascension de la bulle,
3. **Propagation d'ondes sonores** : simulation 2D d'une perturbation de densité non-équilibrée en pression, ce qui forme une onde sonore sphérique, avec l'objectif de valider la vitesse de propagation de cette onde sonore,
4. **Onde orographique linéaire** : simulation 2D de l'écoulement au-dessus d'un relief, avec l'objectif de valider la solution compressible d'un écoulement non-stationnaire par comparaison avec une solution analytique.

III.3.3.a Atmosphère au repos

On considère une boîte de 500 m de côté dans toutes les directions. L'état initial de l'atmosphère est au repos et à l'équilibre hydrostatique. Il n'y a pas de vent. Dans cette première situation, l'atmosphère doit être invariable. L'état initial peut aussi être configuré avec un vent synoptique uniforme. En imposant des conditions aux limites latérales cycliques, ce vent ne doit pas évoluer au cours du temps. Cette deuxième situation a pour but de valider l'implémentation des conditions aux limites en compressible.

Configuration numérique. On considère une résolution spatiale de 50 m dans toutes les directions. La température potentielle et la pression au niveau du sol sont égales à 300 K et 10^5 Pa. L'humidité relative est fixée à 40% dans tout le domaine. L'atmosphère est considérée comme stable, *i.e.* $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$, avec une fréquence de Brunt-Väisälä $N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}$ de 0.02 s^{-1} . Les schémas numériques utilisés sont WENO5 et RK53 pour le vent, et le schéma PPM défini positif pour les quantités scalaires. Les conditions aux limites latérales sont cycliques. Le pas de temps utilisé est 0.0025 s pour le compressible et 0.2 s pour l'anélastique. La durée des simulations pour déterminer la convergence de la solution est de 100 s.

Résultats. Les variables de densité sèche ρ_d , de température potentielle θ , de rapport de mélange en vapeur r_v , de pression P , de vent horizontal (u, v) et la masse totale \mathcal{M} du volume physique \mathcal{V} , définie comme $\mathcal{M} = \int_{\mathcal{V}} \rho d\mathcal{V} = \sum_{i,j,k} \rho_{i,j,k} \Delta x \Delta y \Delta z$, sont strictement identiques au début et à la fin de la simulation pour les systèmes anélastique et compressible. Seule la vitesse du vent vertical, en compressible, montre une valeur différente entre le début de la simulation et le temps final $t = 100$ s. Cette différence reste très faible avec une valeur de l'ordre de 10^{-12} m s $^{-1}$ (Figure III.4), et peut être considérée comme négligeable. Elle est liée des petites erreurs d'interpolation dans la discrétisation des termes de flottabilité et de gradient de pression qui doivent se compenser strictement dans ce cas.

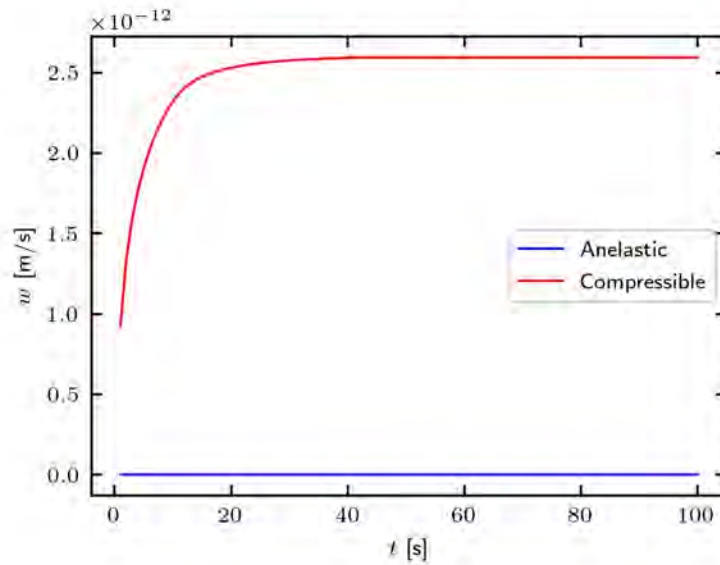


Figure III.4 – Évolution de la vitesse verticale du vent au centre du domaine pour une boîte avec une atmosphère humide à l'équilibre hydrostatique : comparaison entre anélastique (en bleu) et compressible (en rouge).

III.3.3.b Bulle thermique ascendante

Il s'agit maintenant d'évaluer le comportement du système compressible dans un état non-équilibré en ajoutant une perturbation de température potentielle $\tilde{\theta}_0(x, y, z) > 0$ dans une atmosphère initiale sèche et neutre, *i.e.* $\frac{\partial \theta_0}{\partial z} = 0$. La température potentielle initiale s'écrit donc $\theta(x, y, z, t = 0) = \theta_0 + \tilde{\theta}_0(x, y, z)$, avec θ_0 la température potentielle au niveau du sol. C'est un cas classique de validation de code atmosphérique [Carpenter Jr et al., 1990; Wicker and Skamarock, 1998; Bryan and Fritsch, 2002; Duarte et al., 2014]. Comme les termes de flottabilité et de gradient de pression ne se compensent plus, la bulle va monter. Pour une perturbation relativement faible, le comportement des systèmes anélastique et compressible doit être proche. On s'intéresse ici à la valeur de la perturbation mais aussi aux gradients de température, et donc de densité, impliqués dans l'ascension de la bulle chaude.

La perturbation $\tilde{\theta}_0$ est définie comme une ellipsoïde de demi-axe a_x , a_y et a_z , centrée au point $(L_x/2, L_y/2, z_p)$, où L_x et L_y sont les dimensions du domaine physique dans les directions

x et y . On définit la distance d_p d'un point (x, y, z) au centre de l'ellipsoïde par :

$$d_p(x, y, z) = \sqrt{\left(\frac{x - \frac{L_x}{2}}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{y - \frac{L_y}{2}}{a_y}\right)^2 + \left(\frac{z - z_p}{a_z}\right)^2}. \quad (\text{III.43})$$

Pour le système anélastique, la perturbation de température potentielle $\tilde{\theta}_0$ d'amplitude θ_p est définie par l'expression suivante :

$$\tilde{\theta}_0(x, y, z) = \begin{cases} \theta_p \cos^2\left(\frac{d_p(x, y, z)\pi}{2}\right) & \text{si } d_p(x, y, z) \leq 1, \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (\text{III.44})$$

En compressible, la perturbation de température potentielle utilise exactement la même formulation. Cependant, il faut ajouter un autre terme de perturbation sur la densité. En effet, si la température potentielle est l'unique variable perturbée, elle entraîne une perturbation de pression au travers de l'équation d'état. Cette situation déséquilibrée provoque une onde acoustique qui vient perturber la solution. Pour éviter cette perturbation de pression, on construit une perturbation de densité $\tilde{\rho}_d(x, y, z)$ telle que la pression soit toujours celle de l'équilibre hydrostatique, même à l'intérieur de la perturbation de température :

$$\begin{aligned} P &= \rho_d R_d \Pi \theta = (\rho_d + \tilde{\rho}_d) R_d \Pi (\theta + \tilde{\theta}) \\ \rho_d \theta &= (\rho_d + \tilde{\rho}_d) (\theta + \tilde{\theta}) \\ \tilde{\rho}_d &= -\frac{\rho_d \tilde{\theta}}{\theta + \tilde{\theta}}. \end{aligned} \quad (\text{III.45})$$

On rappelle que ce cas est simulé en atmosphère sèche ($\rho_d = \rho$ et $\theta_v = \theta$).

Configuration numérique. On considère un domaine de taille $L_x = 36$ km, $L_y = 600$ m et $L_z = 10$ km. Il s'agit d'une simulation quasi-2D du fait de la différence de taille considérable entre les dimensions horizontales ($L_y \ll L_x$). Le maillage est uniforme. La température potentielle et la pression au niveau du sol sont égales à 293.15 K et 10^5 Pa. La stabilité thermique est neutre. Le vent est nul partout dans le domaine à l'instant initial. Ici encore, les schémas utilisés sont WENO5, RK53 et PPM défini positif. Les conditions limites latérales sont cycliques. Les pas de temps pour les premières simulations ($\Delta x = 200$ m) sont respectivement de 15 s en anélastique et de 0.25 s en compressible. Ceux pour les secondes simulations ($\Delta x = 25$ m) sont respectivement de 1.875 s en anélastique et de 0.015 s en compressible. La durée de la simulation est de 1 200 s. Les paramètres de la perturbation sont $z_p = 700$ m, $a_x = 600$ m, $a_y = 10$ km, $a_z = 600$ m et $\theta_p = 2$ K.

Résultats. La Figure III.5 représente la comparaison entre les systèmes anélastique et compressible pour l'anomalie de température potentielle et la vitesse verticale du vent pour les simulations à 200 m de résolution. L'ascension de la bulle chaude est cohérente entre les deux systèmes d'équations. On peut noter une ascension légèrement plus rapide en compressible, avec

une différence sur les vitesses verticales maximales de l'ordre de 4 à 8%. Cette différence s'explique par l'approximation du terme de flottabilité en anélastique. La contrainte sur la divergence du vent limite l'expansion verticale de la bulle chaude.

La Figure III.6 montre des résultats similaires à 25 m de résolution. On peut noter deux principales zones avec des différences. D'une part, au sommet de la bulle, on note la présence de deux excroissances en anélastique (Figure III.6ej). La présence de ces excroissances n'est pas vraiment cohérente avec la littérature [Carpenter Jr et al., 1990; Wicker and Skamarock, 1998; Bryan and Fritsch, 2002; Duarte et al., 2014], mais le temps imparti a manqué pour investiguer cette instabilité de la simulation anélastique (réduction du pas de temps, utilisation d'une diffusion numérique), qui n'était pas au cœur de la problématique de thèse. Almgren et al. [2006] ont comparé des implémentations compressibles, à faible nombre de Mach, anélastique et incompressible sur un cas similaire. Les résultats obtenus ici en compressible semblent plus en accord avec ces travaux. D'autre part, les "rotors", au niveau desquels se forment des structures de petite échelle, n'apparaissent pas au même endroit en compressible et en anélastique. L'augmentation de la résolution, et de fait des gradients, montre des différences de comportement entre anélastique et compressible, dues à la différence de traitement des termes de flottabilité et de gradients de pression.

Globalement, les résultats obtenus en compressible sur ces cas instationnaires sont en accord avec la littérature et semblent cohérents avec les simulations anélastiques.

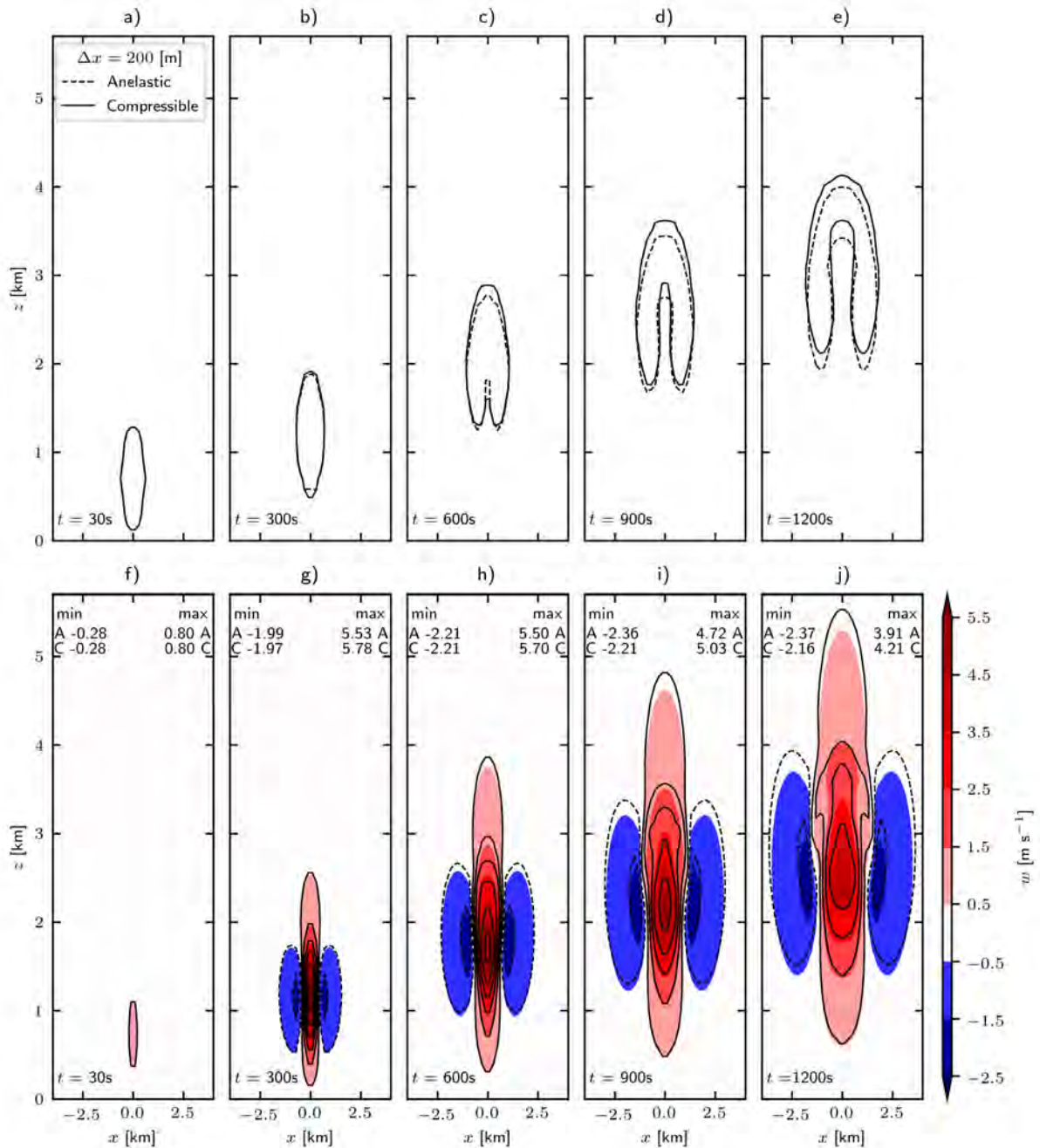


Figure III.5 – Coupes verticales à différents instants de la perturbation de température potentielle (en haut) et de la vitesse verticale du vent (en bas) pour les systèmes anélastique et compressible à 200 m de résolution. Les panneaux du haut (a-e) représentent l'iso-contour $\theta = \theta_0 + 0.2$ K en trait plein pour le système compressible et en trait pointillé pour le système anélastique. Les panneaux du bas (f-j) représentent le champ de vitesse verticale du vent w en couleur pour l'anélastique et en trait noir (continu pour les valeurs positives et pointillé pour les valeurs négatives) pour le compressible. Les valeurs minimales et maximales de vent vertical sont aussi représentées avec la lettre A pour le système anélastique et la lettre C pour le système compressible.

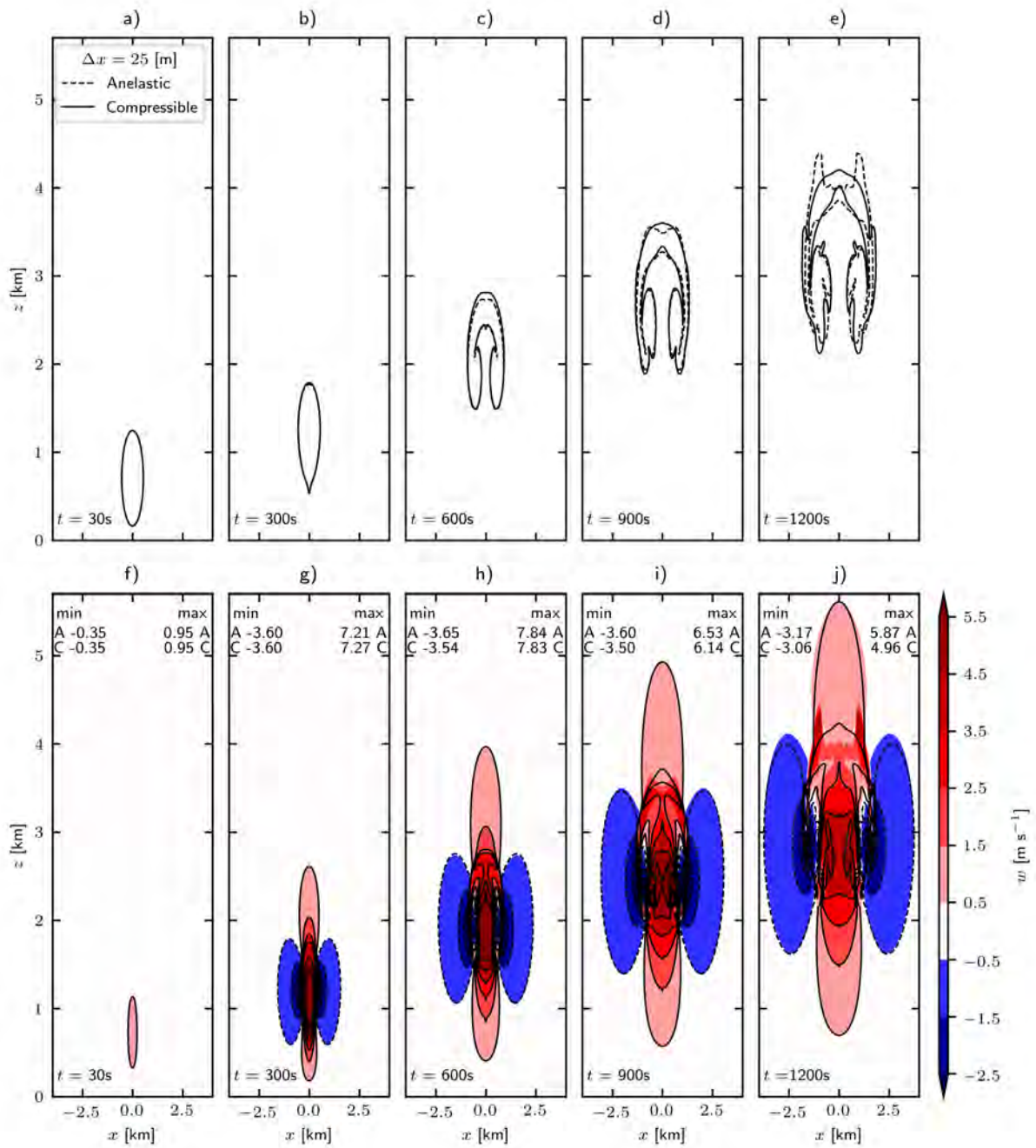


Figure III.6 – Même légende que la Figure III.5 pour des simulations à 25 m de résolution.

III.3.3.c Propagation d'ondes sonores

Dans le cas précédent (Section III.3.3.b), l'initialisation de la perturbation a été modifiée pour le système compressible afin d'éliminer les ondes acoustiques parasites. Il s'agit maintenant d'initialiser l'état de l'atmosphère pour créer une onde acoustique et de valider sa propagation.

Si on considère une anomalie de densité ρ' telle que $\rho = \bar{\rho} + \rho'$, on peut construire l'équation de propagation acoustique :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \Delta \rho' = 0, \quad (\text{III.46})$$

avec $c^2 = \frac{\gamma P}{\rho} = \gamma R T_v$ (Annexe A) la vitesse du son. L'atmosphère est considérée à l'équilibre hydrostatique sans humidité, avec une fréquence de Brunt-Väisälä $N = 0.02 \text{ s}^{-1}$. La perturbation de densité initiale $\tilde{\rho}$, d'amplitude ρ_a et de taille caractéristique h_a , est définie par :

$$\tilde{\rho}(x, z) = \rho_a \exp \left(- \frac{\left(x - \frac{L_x}{2} \right)^2 + \left(z - \frac{L_z}{2} \right)^2}{h_a^2} \right). \quad (\text{III.47})$$

Configuration numérique. On considère un domaine 2D de 16 km par 10 km. La résolution est uniforme avec $\Delta x = \Delta z = 50 \text{ m}$. La perturbation de densité est initialisée avec $\rho_a = 0.01 \text{ kg m}^{-3}$ et $h_a = 300 \text{ m}$. Le pas de temps est fixé à 0.05 s. Les schémas numériques utilisés sont le schéma de Runge-Kutta centré d'ordre 4 pour le schéma temporel associé au schéma spatial centré d'ordre 4 et au schéma PPM monotone. On n'ajoute pas de diffusion numérique.

Résultats. La Figure III.7 représente l'anomalie de densité ρ' correspondant à la différence entre la densité à l'instant t et la densité à l'équilibre hydrostatique. À l'instant initial, la perturbation est au centre du domaine, puis se propage de manière quasi-isotrope.

Étant donné la stratification de l'atmosphère et la dépendance en température de la vitesse du son, il est attendu que l'onde acoustique se propage à des vitesses légèrement différentes selon la direction de propagation. Pour vérifier que la vitesse de propagation de cette onde est bien conforme à la vitesse du son locale c , on compare la position du maximum local de pression, correspondant à la position de l'onde sonore le long de l'axe médian, à la position d'une onde théorique se propageant à la vitesse c (Figure III.8). Pour construire cette onde théorique, on utilise une procédure récursive à partir du temps t_0 représentant l'instant à partir duquel la perturbation initiale de pression forme deux perturbations acoustiques (une onde ascendante et une onde descendante) :

$$\begin{aligned} z_{th,up}(t_0) &= z_{up}(t_0), \\ z_{th,up}(t + \Delta\tau) &= z_{th,up}(t) + \Delta\tau c(z_{th}(t)), \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

où $z_{th,up}(t)$ est la position de l'onde théorique ascendante, $z_{up}(t)$ la position de l'onde ascendante simulée, $c(z_{th}(t))$ la vitesse du son calculée à partir des propriétés de l'atmosphère à l'altitude considérée $c(z_{th}(t)) = \sqrt{\frac{\gamma P(z_{th}(t), t)}{\rho(z_{th}(t), t)}}$, et $\Delta\tau$ un pas de temps arbitraire. La même procédure peut être appliquée à l'onde descendante.

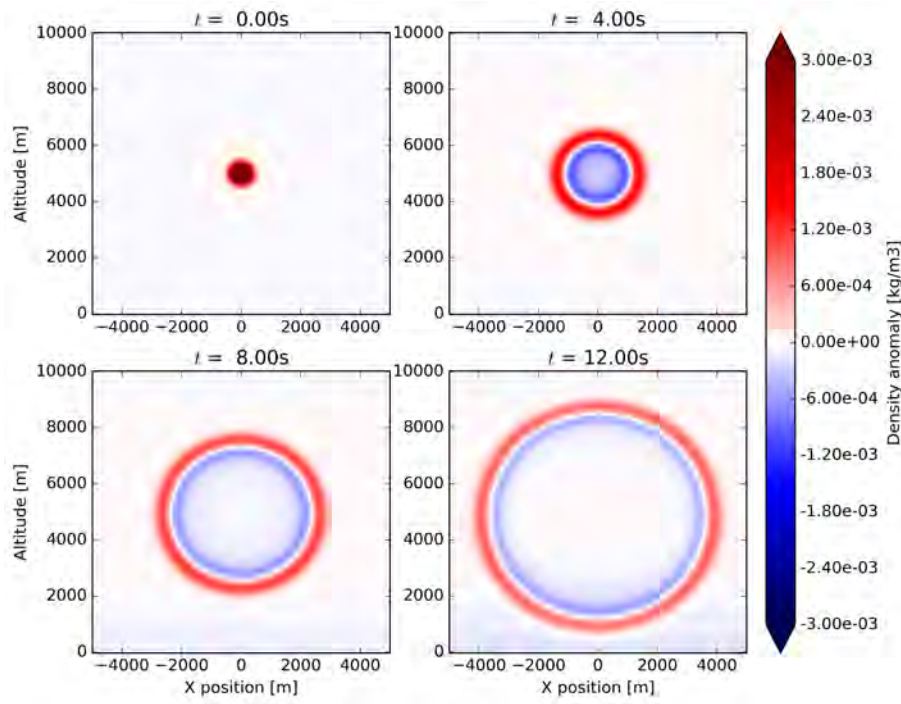


Figure III.7 – Coupes verticales à différents instants de l'anomalie de densité ρ' liée à la propagation d'une onde acoustique.

La Figure III.8 montre que l'onde simulée se propage bien à la bonne vitesse tout au long de la simulation, autant dans la direction montante que dans la direction descendante.

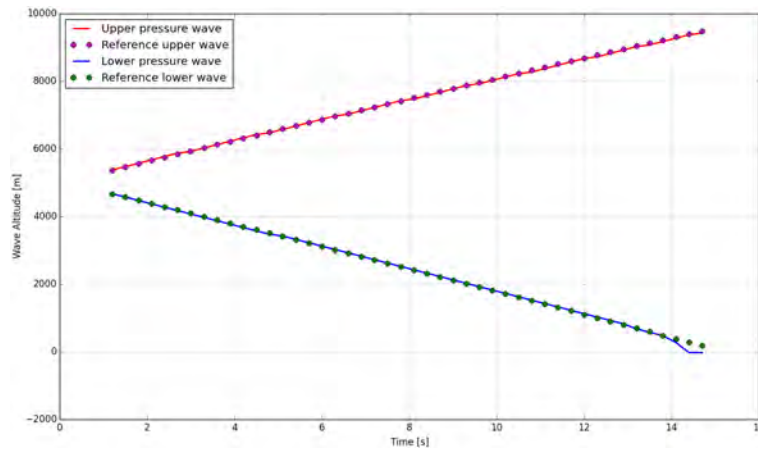


Figure III.8 – Position de l'onde sonore en fonction du temps. Les traits pleins représentent la position de l'onde simulée déterminée à partir du maximum local de pression pour l'onde montante et l'onde descendante au centre du domaine. Les points de couleur représentent la position d'une onde théorique se propageant à la vitesse c partant du même point de départ que l'onde simulée.

III.3.3.d Onde orographique linéaire

L'étape suivante de la validation du code compressible est de mettre en œuvre un cas atmosphérique théorique combinant vent synoptique et relief, pour lequel il existe une solution analytique. Le passage d'un courant stratifié stable au-dessus d'un relief provoque un déplacement vertical des parcelles fluides qui peuvent osciller par rapport à leur état d'équilibre. L'onde de gravité ainsi établie est principalement gouvernée par l'extension spatiale et la forme du relief. L'onde est hydrostatique lorsque l'extension horizontale du relief est très grande devant son extension verticale. La propagation ondulatoire est ainsi verticale dans le cas hydrostatique. Dans ce cas, la vitesse du vent verticale a une solution analytique [Scorer, 1949; Alaka, 1960].

Configuration numérique. On considère un domaine 2D de 800 km par 30 km avec un relief suivant une courbe d'Agnesi :

$$h(x) = h_m \frac{a^2}{x^2 + a^2}. \quad (\text{III.49})$$

La résolution est $\Delta x = 500$ m et $\Delta z = 250$ m. La configuration est similaire à celle utilisée par Lunet et al. [2017]. Les paramètres de la simulation sont $T = 250$ K, $h_m = 1$ m, $a = 10$ km, $U = 20$ m s⁻¹, et $N = 0.2$ s⁻¹. Les schémas numériques utilisés sont WENO5, RK53 avec PPM défini positif. Le pas de temps anélastique est de 10 s, et le pas de temps compressible est de 0.2 s.

Résultats. Les deux systèmes d'équations montrent une très bonne adéquation avec la solution analytique (Figure III.9). La comparaison avec des résultats obtenus par le modèle compressible WRF [Skamarock et al., 2008] dans la même configuration [Doyle and Skamarock, 2005] montre une cohérence entre tous ces modèles sur ce cas de validation. On retiendra donc que sur un relief faible, les résultats donnés par MÉSONH en compressible sont d'aussi bonne qualité qu'en anélastique pour l'établissement d'une onde hydrostatique linéaire.

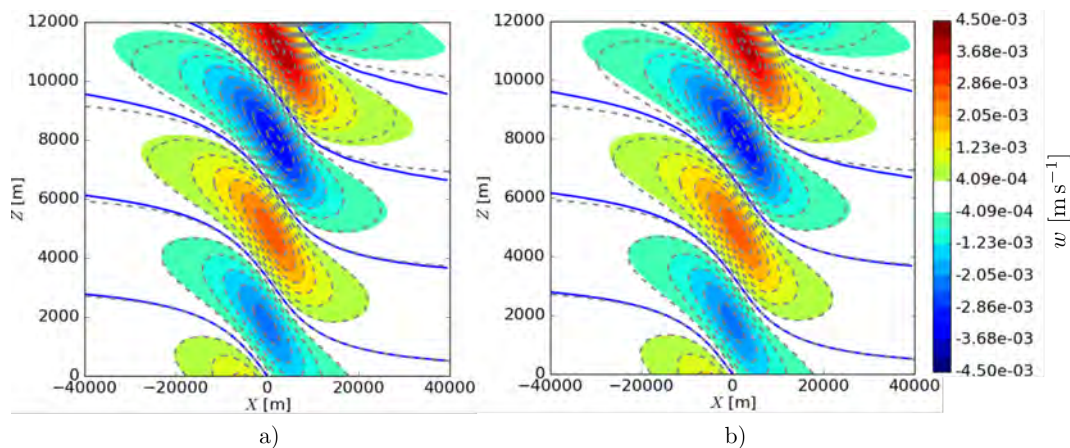


Figure III.9 – Coupe verticale de la vitesse verticale du vent pour le cas d'onde orographique linéaire avec en trait pointillé la solution analytique, et en couleurs la simulation a) anélastique et b) compressible après 10 h de simulation.

III.4 Application au cas FireFlux I

Les forts dégagements de chaleur au niveau du front de feu induisent des gradients de densité élevés qui peuvent être mal traités sous l'hypothèse anélastique. Ces gradients sont dépendants du flux de chaleur injecté par le feu, mais également de la résolution horizontale. Comme le compressible ne modélise pas les gradients de la même manière, l'écoulement induit par les flux de chaleur sera différent pour les deux systèmes d'équations. Par effet de rétroaction, cette différence sur l'écoulement modifie la propagation du feu. C'est pourquoi l'étude présentée ici porte exclusivement sur le mode couplé bidirectionnel (2WC).

Pour évaluer les différences entre les systèmes compressible et anélastique, on reprend le cas FireFlux I étudié au Chapitre II (Section II.2.2) avec des résolutions atmosphériques identiques de 25 m et 10 m et une résolution de BLAZE de 5 m. Pour traiter la variabilité liée à la turbulence atmosphérique, on réalise des ensembles de 15 membres pour chaque système d'équations à chaque résolution atmosphérique (notés A25, A10, C25 et C10 pour respectivement les ensembles anélastiques à 25 m et 10 m de résolution atmosphérique, et les ensembles compressibles à 25 m et 10 m de résolution atmosphérique). La configuration des expériences reste la même à quatre points près.

- La méthode de répartition verticale de l'énergie (Section II.3.3.b) est utilisée avec les paramètres $z_f = 10$ m et $z_{\max} = 30$ m.
- Un facteur multiplicatif de 1.5 est utilisé pour calculer les flux de chaleurs (ajouté aux Équations 2-3 et aux paramétrisations du Tableau 3 de l'article – Section II.2.2) pour conserver un apport d'énergie important au premier niveau vertical de MÉSONH, même en utilisant la répartition verticale de flux.
- La méthode de moyennage temporel du vent fourni au modèle de propagation (EWAM, Section II.3.1.b) est utilisée pour l'ensemble C10 uniquement avec une constante de temps de 20 s du fait des fluctuations rapides de vent de surface au voisinage du front de feu pour cet ensemble.
- La valeur de la température d'allumage du combustible T_i du modèle de Balbi est fixée à 610 K, au lieu de 505 K dans les expériences du Chapitre II, pour diminuer la vitesse de propagation et être plus cohérent avec la vitesse de propagation observée entre les deux tours.

L'impact du système compressible est examiné sur deux aspects.

1. Le système compressible a-t-il un impact sur l'écoulement induit par le feu ? Si oui, cet impact dépend-il de la résolution ?
2. Le système compressible a-t-il une influence sur la propagation en termes de vitesse et de géométrie du front de feu ?

III.4.1 Étude de l'écoulement induit à la tour principale

On commence par étudier l'écoulement au niveau de la première tour de mesure, la Main Tower (MT). Comme pour la première étude, on se concentre sur la température de l'air à 2 m (T_{2m}), le vent horizontal à 2 m ($HWS_{2m} = \sqrt{u_{2m}^2 + v_{2m}^2}$), et la vitesse verticale du vent à 28 m (w_{28m}).

Avant d'aller plus loin dans l'analyse, il est pertinent de rappeler un point essentiel de l'analyse ensembliste. Chaque ensemble (A25, A10, C25 et C10) passe par son propre processus de génération de turbulence (Figure II.16). À l'instant d'allumage, l'état turbulent de l'atmosphère est donc propre à chaque ensemble. Pour cette raison, une comparaison membre à membre entre les différents ensembles n'est pas pertinente.

Pour comparer les ensembles entre eux, il est nécessaire de réaliser des moyennes d'ensemble. La Figure III.10 présente la moyenne et l'écart-type pour chaque ensemble de simulations.

Les ensembles à 10 m de résolution donnent une valeur de température à 2 m (Figure III.10a) plus élevée que les ensembles à 25 m (+34 °C entre A25 et A10, et +19 °C entre C25 et C10). Les flux de chaleur étant plus importants pour les simulations à 10 m de résolution, cette différence est attendue. L'augmentation de température au passage du front de feu semble cohérente par rapport aux observations pour chaque ensemble. La mesure d'un autre thermocouple (non représentée sur la Figure III.10), placé à 2.1 m de hauteur, donne un pic de température à environ 160 °C. Chaque ensemble est situé entre les valeurs mesurées par les deux thermocouples. La variabilité est comprise entre 6 et 13 °C au pic de température. Les ensembles A25 et C25 ne présentent pas de différence notable outre la valeur du pic de température (6 °C). Pour les ensembles A10 et C10, on observe, en plus de la différence de valeur du pic de température (9 °C), une augmentation de la température de l'air avant le passage du front (entre -40 s et -15 s). Cette augmentation de température est due à une advection d'air chaud.

L'accélération du vent horizontal à 2 m (Figure III.10b) est bien représentée pour chaque ensemble. Les observations montrent une augmentation (pic à pic) de 6.1 m s^{-1} au passage du front. Les simulations donnent des valeurs proches : 4.7 m s^{-1} pour A25, 5.5 m s^{-1} pour A10, 6.0 m s^{-1} pour C25, et 6.7 m s^{-1} pour C10. Pour les deux résolutions atmosphériques, le système compressible développe un vent horizontal plus important, ce qui implique une propagation plus rapide. Le vent horizontal de l'ensemble C10, tracé sur la Figure III.10b, correspond au vent filtré par le filtre EWAM vu par le modèle de propagation. Cela explique le déphasage temporel, inhérent à la méthode de moyennage, de la valeur maximale par rapport aux autres ensembles. La variabilité des ensembles est du même ordre de grandeur que la variabilité de la mesure.

On note des différences plus marquées entre les ensembles pour la vitesse du vent vertical (Figure III.10c). L'ascendance mesurée est de 1.9 m s^{-1} . Pour les ensembles, cette ascendance est de : 3.9 m s^{-1} pour A25, 4.4 m s^{-1} pour A10, 3.8 m s^{-1} pour C25, et 3.3 m s^{-1} pour C10. L'ensemble C10 est le meilleur représentant du vent vertical en positionnant temporellement l'ascendance au plus près des mesures et avec une intensité d'ascendance plus en accord avec les mesures. Cependant, la mesure est soumise à une importante variabilité causée par les variations rapides de vitesse de vent vertical dans le panache. La variabilité des ensembles est plus importante pour le vent vertical du fait du décalage des ascendances intra-ensemble.

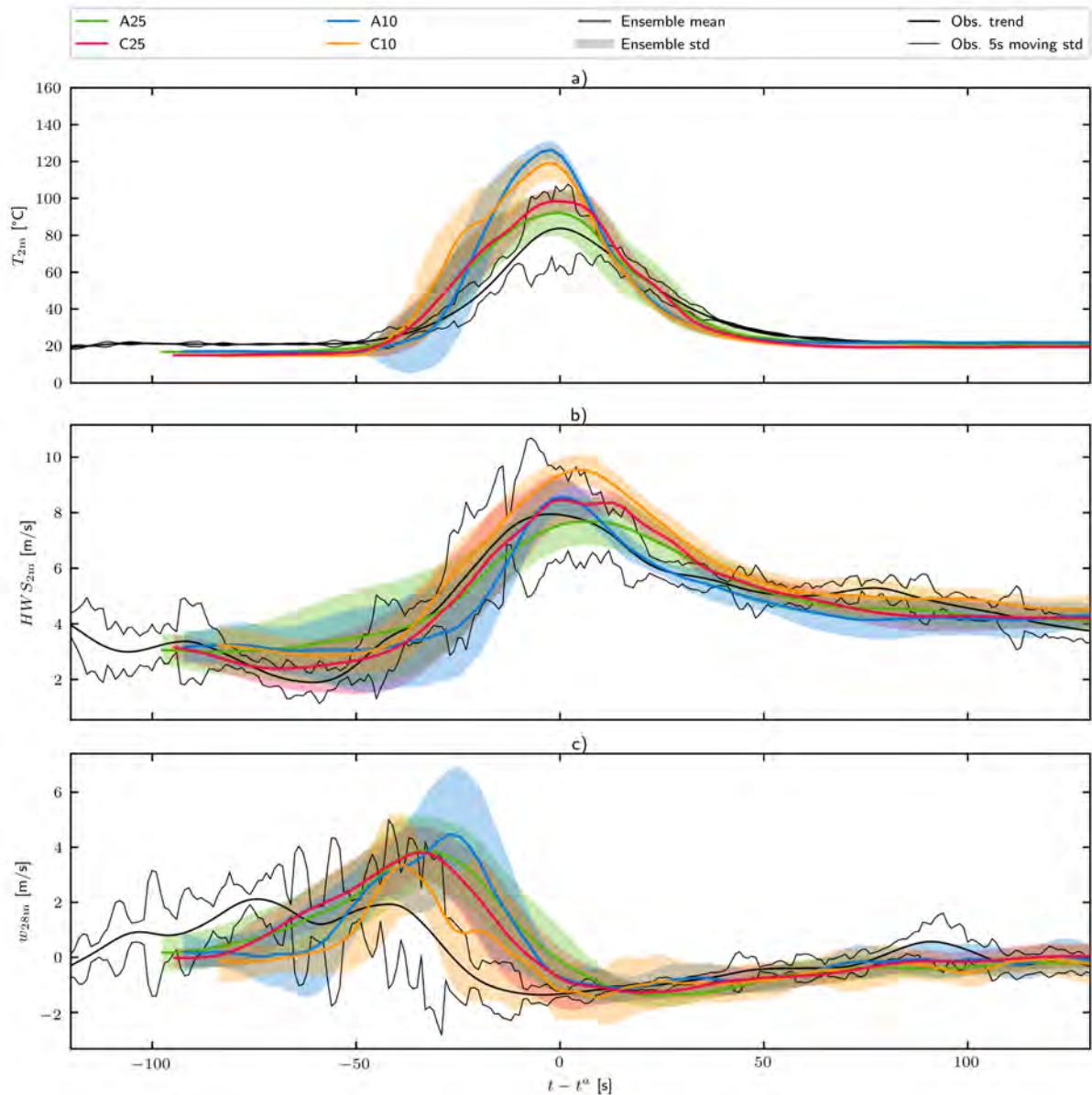


Figure III.10 – Évolution de a) la température de l’air à 2 m, b) la vitesse du vent horizontal à 2 m, c) la vitesse du vent vertical à 28 m pour chacun des quatre ensembles (A25, A10, C25 et C10). Chaque courbe de couleur représente la moyenne d’un ensemble. La zone colorée correspond à l’écart-type de l’ensemble considéré. Le trait noir épais correspond au signal de mesure filtré par le filtre Hodrick-Prescott. La variabilité des mesures est représentée par les traits noirs fins, elle est calculée à partir de l’écart-type glissant sur 5 s. b) La moyenne de l’ensemble C10 est réalisée pour le vent filtré temporellement (Section II.3.1.b).

Il s’agit maintenant d’évaluer quantitativement les ensembles par rapport aux mesures. Pour ce faire, on calcule deux scores : *i*) le RMSE d’un signal d’ensemble (moyenne ou membre) par rapport aux observations filtrées, et *ii*) la corrélation de Pearson r d’un signal d’ensemble aux observations filtrées. Une corrélation parfaite étant donnée par $r = 1$, on regarde plutôt l’écart à la corrélation parfaite ($1 - r$). Ainsi, on peut placer chaque membre de chaque ensemble et leur moyenne d’ensemble sur un plan RMSE, écart à la corrélation qui permet de définir l’ensemble le plus performant. Plus un point est proche de l’origine, plus il est proche des mesures. La Figure III.11a présente ces points pour la température à 2 m, la vitesse du vent horizontal à 2 m, et la vitesse du vent vertical à 28 m. Ces graphes permettent d’évaluer *i*) la

précision de chaque membre d'un ensemble, *ii*) l'apport de la moyenne d'ensemble par rapport aux simulations déterministes, *i.e.* les membres pris séparément, et *iii*) la dispersion des membres dans l'espace des erreurs.

Pour le vent horizontal et le vent vertical, la zone délimitée par les membres est en grande partie commune pour chaque ensemble, c'est-à-dire que les zones denses en points sont constituées de points appartenant à tous les ensembles. Si l'on considère la moyenne d'ensemble, elle présente un meilleur score que la plupart des membres le composant, en particulier pour le vent horizontal (pour C25 et A25). Pour évaluer la dispersion des membres autour de leur moyenne en fonction des systèmes d'équations et des résolutions, on utilise une distance normalisée \hat{d}_\star . La distance normalisée de la variable \star est définie comme

$$\hat{d}_\star = \sqrt{(r_\star - \bar{r}_\star)^2 + \left(\frac{RMSE_\star - \overline{RMSE}_\star}{\overline{RMSE}_\star} \right)^2}. \quad (\text{III.50})$$

On définit la distance normalisée pondérée \hat{d} intégrant les scores de la température et du vent à 2 m comme

$$\hat{d} = \frac{2}{3}\hat{d}_{HWS_2} + \frac{1}{3}\hat{d}_{T_2}. \quad (\text{III.51})$$

L'analyse de la dispersion de la distance normalisée pondérée (Figure III.11b) permet de tirer trois conclusions de l'analyse d'ensemble : *i*) les membres à 10 m de résolution (anélastique et compressible) sont moins dispersés autour de la moyenne d'ensemble que les membres à 25 m, *ii*) à résolution équivalente, les ensembles compressibles sont en moyenne moins dispersés que les ensembles anélastiques, et *iii*) l'ensemble compressible à 10 m possède une variabilité interne très inférieure aux autres ensembles ainsi que les membres les plus proches de la moyenne d'ensemble. Cette mesure de dispersion peut être vue comme un indice de confiance que l'on peut porter à une simulation déterministe pour représenter le comportement d'un ensemble de simulations. Plus la moyenne de la distance normalisée pondérée est faible, plus un membre donné a de chances statistiques de bien représenter la moyenne d'ensemble en termes de valeur et corrélation.

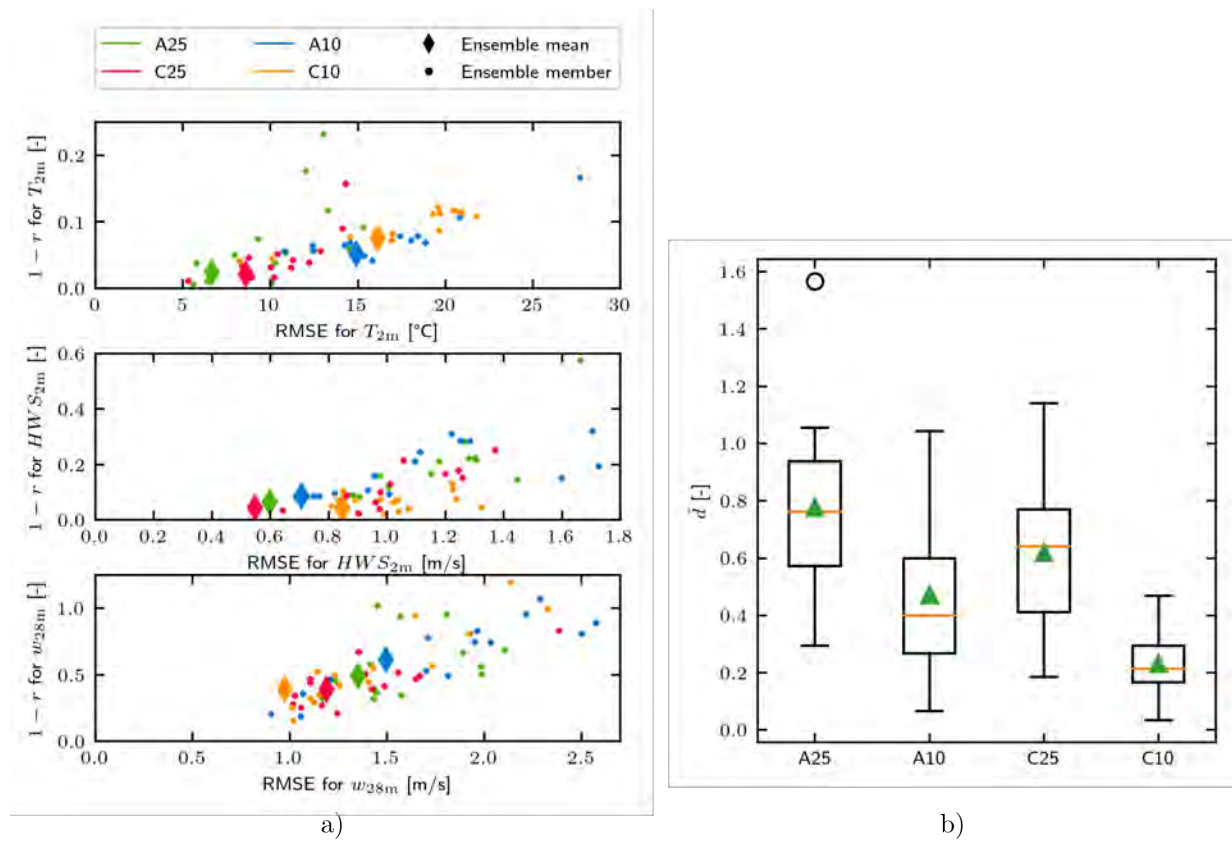


Figure III.11 – a) Évaluation des scores par RMSE et corrélation de Pearson r pour chaque membre, représentés par les points, ainsi que la moyenne d'ensemble, représentée par les losanges, de chacun des ensembles simulés (A25, A10, C25, C10) pour la température à 2 m, le vent horizontal à 2 m, et le vent vertical à 28 m. b) Statistiques de dispersion de la distance normalisée pondérée \hat{d} pour chaque ensemble. La distance moyenne est représentée par le triangle vert, la médiane par le trait jaune.

III.4.2 Répartition spectrale de l'énergie

Le système compressible n'impose pas de contrainte sur la divergence du vent comme le système anélastique. Il devrait être capable, en théorie, de former des plus petites structures en particulier dans les zones de fort gradient horizontal de densité. Pour vérifier cette hypothèse, on s'intéresse au spectre d'énergie cinétique pour chaque ensemble de simulations. Pour tracer ces spectres, on restreint le domaine de traitement à un rectangle autour de la zone qui brûle (représentée par le cadre pointillé sur la Figure III.13). On calcule le spectre d'énergie cinétique dans ce domaine pour chaque composante du vent, chaque niveau vertical, et chaque membre de chaque ensemble. Afin de comparer la situation avec et sans feu, on calcule les spectres d'énergie cinétique pour le spin de génération de la turbulence toutes les deux minutes entre 12h43 et 13h11. Cet ensemble de spectres d'écoulements sans feu permet de comparer la situation avec et sans injection d'énergie dans le domaine, et d'obtenir un intervalle de variabilité du spectre d'énergie sans la présence du feu. La Figure III.12 présente, pour chaque ensemble, le tracé du spectre moyen et sa variabilité pour le cas avec et sans feu pour les composantes méridienne (quasi-identique à la composante zonale) et verticale du vent.

Sans feu (courbes noires et grises sur la Figure III.12), on ne note pas de différences notables entre anélastique et compressible pour les deux résolutions. En effet, l'atmosphère est calme et aucun effet compressible ne peut mettre en difficulté le système anélastique. Ceci permet de vérifier, une fois encore, la cohérence du système compressible avec le système anélastique dans des cas simples.

L'énergie du vent méridien proche de la surface (Figure III.12a) ne montre pas de différences entre les spectres des ensembles A25 et C25. Bien que de petites différences entre ces ensembles, en termes de corrélation avec les mesures à la Main Tower, ont été remarquées précédemment, la répartition spectrale de l'énergie est identique. La résolution effective de ces ensembles est de 200 m ($8\Delta x$). Pour rappel, la résolution effective correspond à l'abscisse de l'intersection (Figure III.12ab) entre la droite de pente $-5/3$ estimant la cascade d'énergie, *i.e.* la zone inertielle, aux plus grandes échelles (> 300 m), et la droite de pente plus forte estimant la zone diffusive des petites échelles (< 100 m).

À 10 m de résolution, l'ensemble compressible possède trois fois plus d'énergie cinétique au niveau des petites échelles (< 70 m) que l'ensemble anélastique. La relaxation de la contrainte anélastique favorise la création de petites structures qui transportent de l'énergie. La résolution effective est ici de 70 m ($7\Delta x$) pour le compressible, et 80 m ($8\Delta x$) pour l'anélastique.

Concernant la vitesse verticale (Figure III.12b), on ne note pas de différence aussi importante entre anélastique et compressible quelle que soit la résolution utilisée. La répartition spectrale de l'énergie cinétique liée à la flottabilité des parcelles d'air en ascension ne semble pas dépendre du système d'équations dans ce cas de figure.

Il apparaît donc une énergie spectrale du vent horizontal plus importante aux courtes longueurs d'onde à 10 m de résolution dans la version compressible qu'anélastique, alors que les différences sont plus ténues à 25 m de résolution, ou bien sur la vitesse verticale du vent.

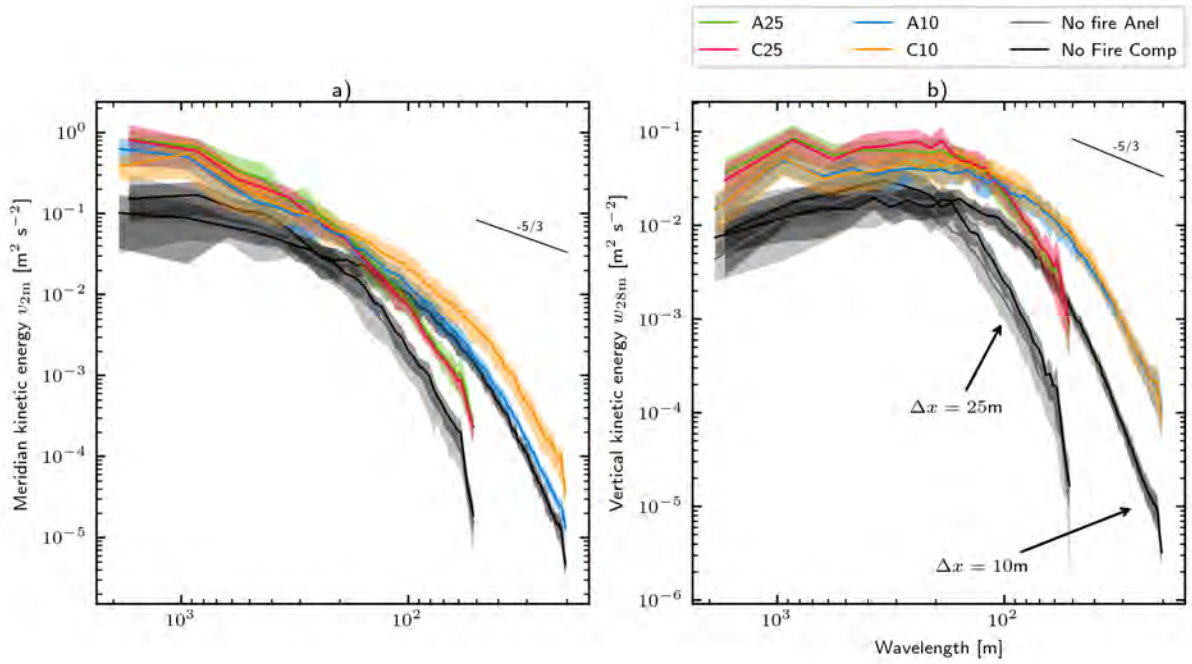


Figure III.12 – Spectres d'énergie cinétique pour a) le vent méridien à 2 m, et b) le vent vertical à 28 m dans une zone autour de la zone d'expérimentation 500 s après allumage. Les courbes colorées représentent les moyennes des spectres des ensembles A25, A10, C25 et C10. Les zones colorées correspondent à l'écart-type au sein des ensembles. Les traits noirs correspondent aux spectres de l'écoulement atmosphérique sans présence de feu.

III.4.3 Structures horizontales et verticales de l'écoulement induit

Il s'agit dans cette section, de comparer les écoulements induits par le feu à travers des coupes horizontales et verticales, et d'étudier les structures tridimensionnelles formées par les flux de chaleur du feu. Il est nécessaire de prendre en compte l'aspect ensembliste et la dépendance de l'écoulement à la turbulence atmosphérique. S'il est aisé d'agrèger des séries temporelles et des spectres, il l'est beaucoup moins pour les champs physiques 2D ou 3D. Pour des raisons de simplicité, on choisit ici de sélectionner un seul membre de chaque ensemble (A25, A10, C25 et C10) pour les comparer. Le critère de sélection est le suivant : le membre choisi pour l'étude des structures spatiales est celui possédant la distance normalisée réduite \hat{d} à la moyenne d'ensemble la plus faible (Figure III.11). On recherche donc le membre que l'on estime être le plus représentatif de l'ensemble lui-même. Si le membre est représentatif de la moyenne d'ensemble, alors l'étude de ses structures spatiales renseigne également sur la structure de la moyenne d'ensemble. Bien que cette méthode de sélection soit très largement imparfaite, en particulier à cause du choix sur un critère relevant d'un unique point spatial, elle permet de choisir un membre d'un ensemble sur un critère quantitatif. Ainsi, sur les figures présentées dans cette section, le numéro du membre choisi, entre 1 et 15, est donné sous la forme A25 E i , où i est le i^{e} membre de l'ensemble A25.

III.4.3.a Structures horizontales

Les précédentes études des Sections III.4.1 et III.4.2 ont mis en lumière des différences intéressantes entre les systèmes anélastique et compressible, en particulier à 10 m de résolution. Parmi ces différences, on note *i*) une différence de la température maximale atteinte, *ii*) un système compressible donnant un vent horizontal plus intense qu'en anélastique, *iii*) le système compressible à 10 m de résolution montrant des petites structures horizontales plus énergétiques.

Température de l'air. Les simulations à 10 m de résolution (Figure III.13, colonne de droite) montrent une température globalement plus élevée que les simulations à 25 m de résolution (colonne de gauche). Les flux de chaleur sont plus élevés à cette résolution. La simulation compressible à 10 m se détache des autres par l'étendue de la zone chaude (>20 °C) en aval du front. On parle ici d'aval du point de vue de l'écoulement, c'est-à-dire en suivant les lignes de courant. Ces lignes de courant ont tendance à converger en aval du front pour les simulations A25, A10 et C25, ce qui entraîne une limitation de l'advection de température vers la zone non-brûlée. Dans la simulation C10, on peut observer des oscillations de la ligne de courant le long du flanc Est du front. Ces oscillations sont dues à des petites structures qui se développent lorsque le vent et la normale au front sont perpendiculaires. Le vent à cet endroit suit la ligne de front et l'air chauffé au contact des flux de chaleur intenses. Cela entraîne une convergence du vent induisant une ascendance. Du fait de la nature très instationnaire de ce type d'écoulement (Section I.3.3), ces convergences sont intermittentes et les ascendances induites également.

Vent horizontal. L'intensité du vent horizontal à 2 m (Figure III.14) met en évidence les zones d'accélération importantes du vent pour l'ensemble C10. Il apparaît des petites zones au sein desquelles le vent peut atteindre une vitesse proche de 20 m s^{-1} . Ces zones d'accélération se forment, à intervalles réguliers, pendant la propagation du front de feu. Au contraire, les autres simulations montrent une zone de faible vitesse de vent, en aval du front, à cause de la convergence du vent visible grâce aux lignes de courant. La convergence horizontale, $\delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$, est représentée sur la Figure III.15. Pour la simulation C10, on observe la présence d'ondes de gravité en aval du front de feu, à l'origine de ce caractère intermittent par la présence alternative de maxima et minima. Ceci est dû au changement de régime de propagation qui transite vers un régime piloté par le vent. On retrouve ces ondes pour le vent vertical (Figure III.16). Les ondes de gravité sont clairement identifiées sur les coupes verticales d'anomalies de densité (Figure III.17d). On remarque que les lignes de courants oscillent après le front de feu pour la simulation compressible à 10 m de résolution. Des signes de ce types d'oscillations peuvent se retrouver dans des configurations pilotées par le vent [Frangieh et al., 2018; Ghaderi et al., 2021]. Par exemple, on peut noter la présence d'oscillations des lignes de courant au niveau de la surface sur la Figure I.9b.

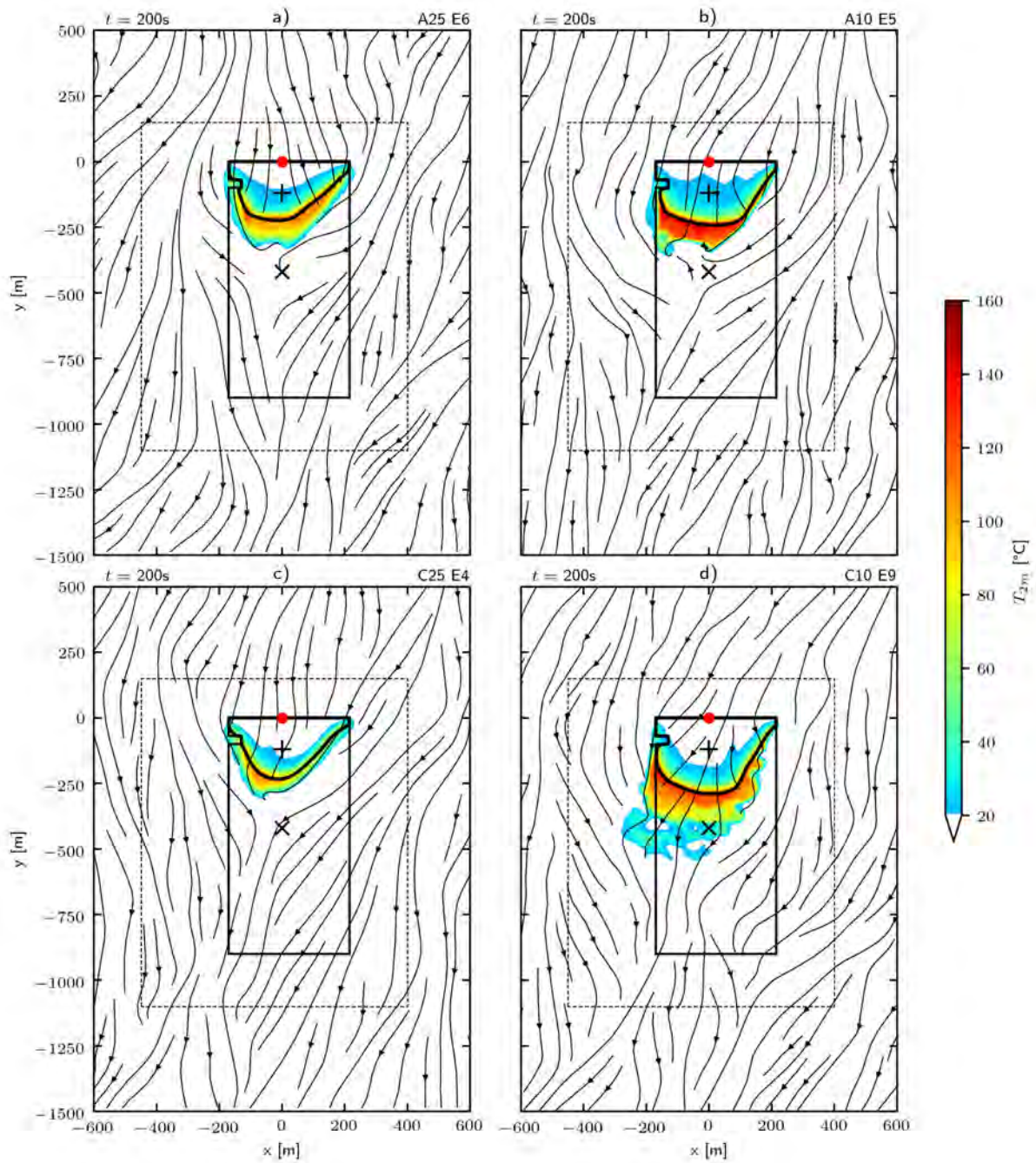


Figure III.13 – Coupe horizontale de la température de l'air à 2 m 200 s après allumage pour un membre des ensembles a) A25, b) A10, c) C25, et d) C10. Les lignes de courant correspondent au vent horizontal à 2 m. La courbe noire représente le front de feu simulé par BLAZE. Le point d'allumage est représenté par le point rouge. Le symbole + représente la Main Tower. Le symbole × représente la Small Tower. Le rectangle pointillé représente le domaine utilisé pour calculer les spectres d'énergie cinétique.

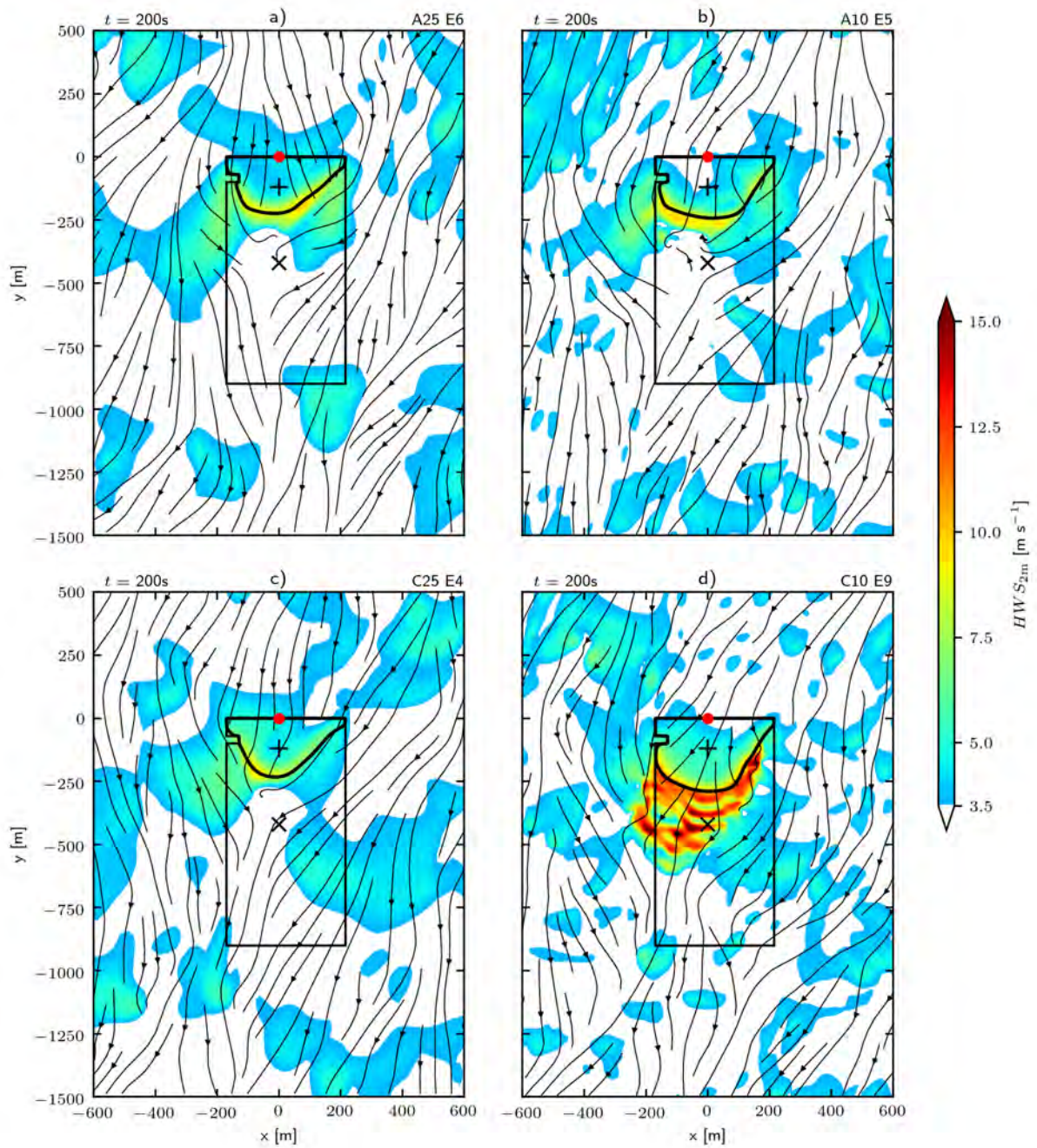


Figure III.14 – Même légende que la Figure III.13 pour la vitesse du vent horizontal à 2 m

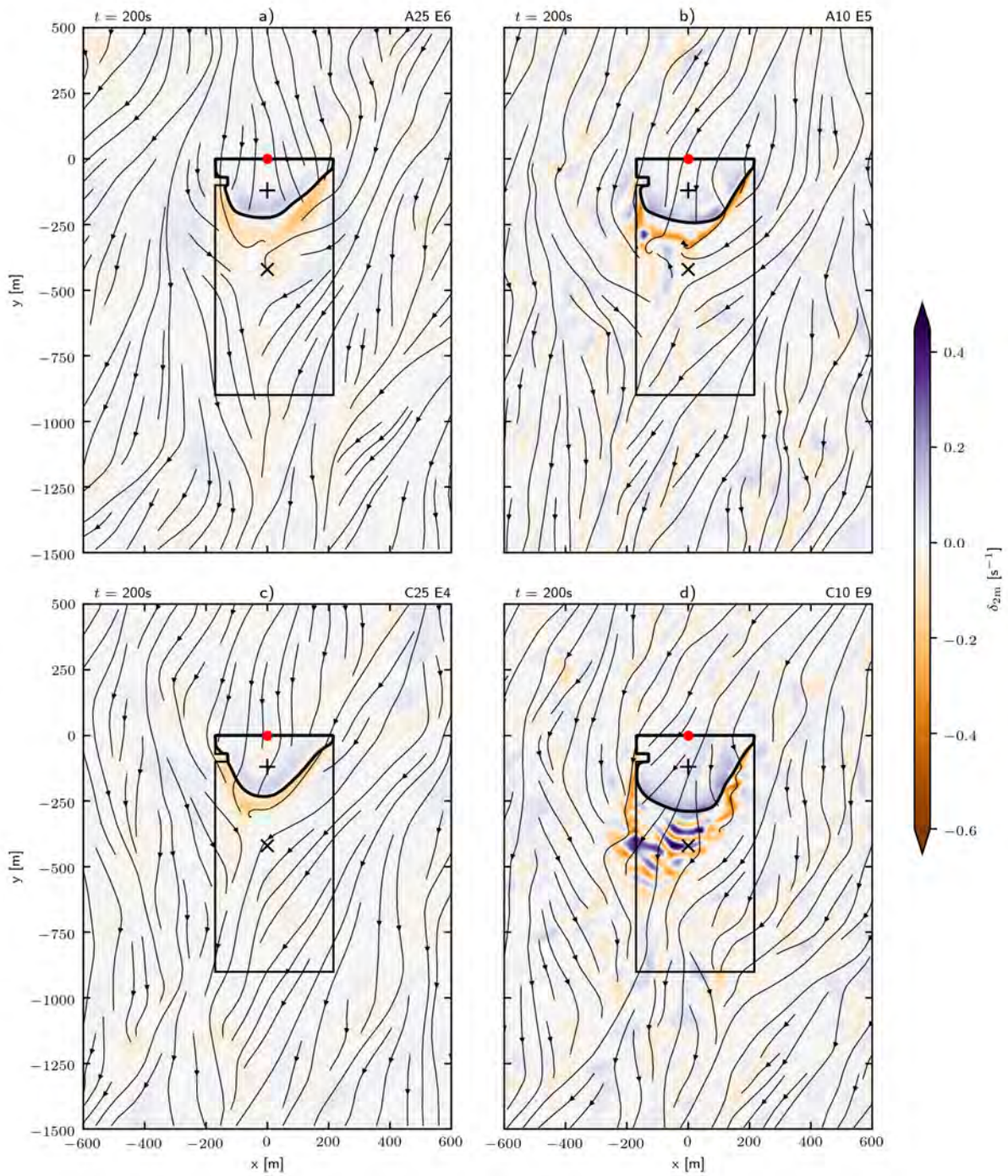


Figure III.15 – Même légende que la Figure III.13 pour la divergence du vent horizontal δ

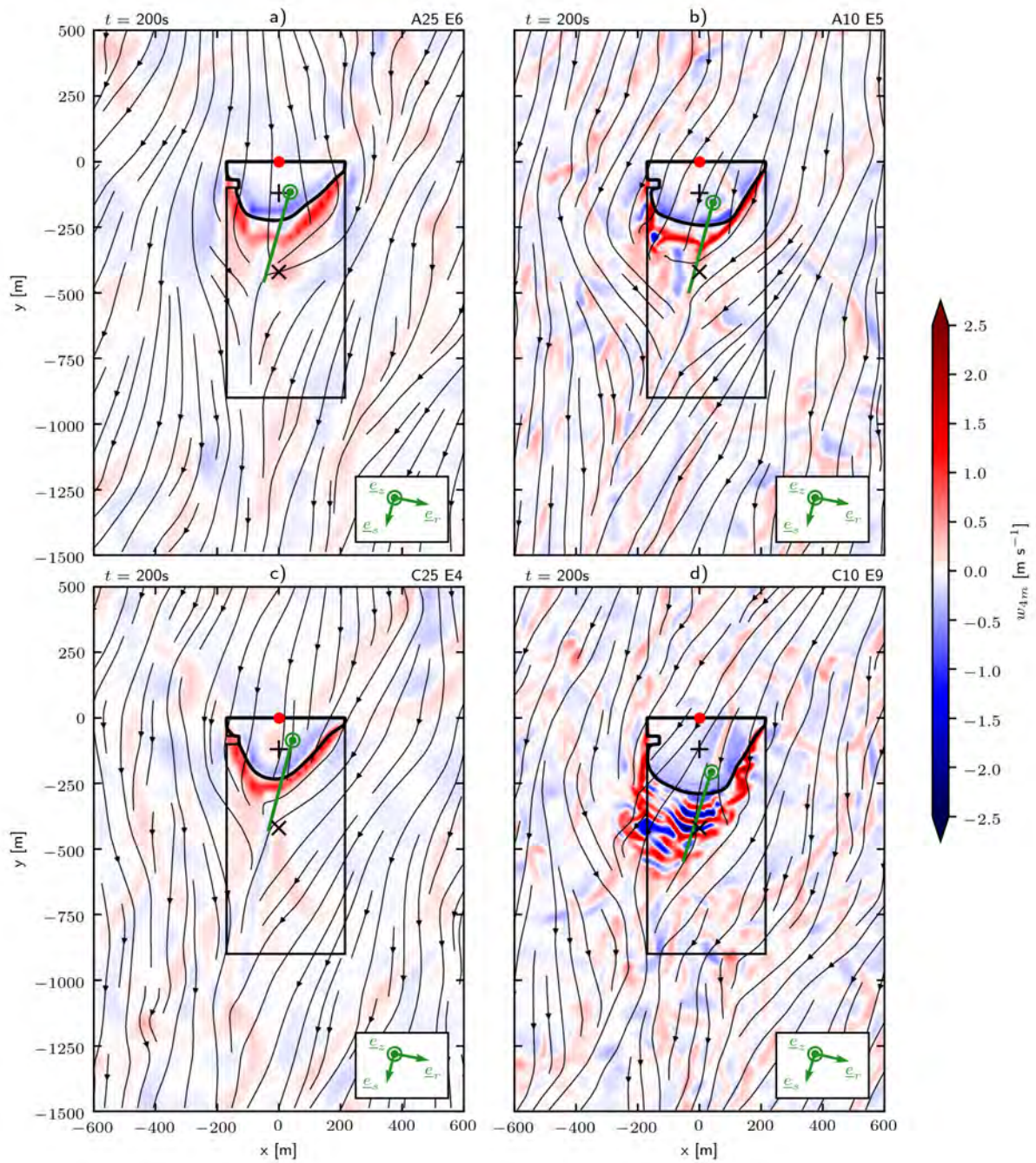


Figure III.16 – Même légende que la Figure III.13 pour la vitesse verticale du vent à 4 m 200 s après allumage. La ligne verte représente le plan de coupe vertical dans l'axe du vent moyen. Les vecteurs directeurs de ce plan sont représentés en bas à droite de chaque tracé.

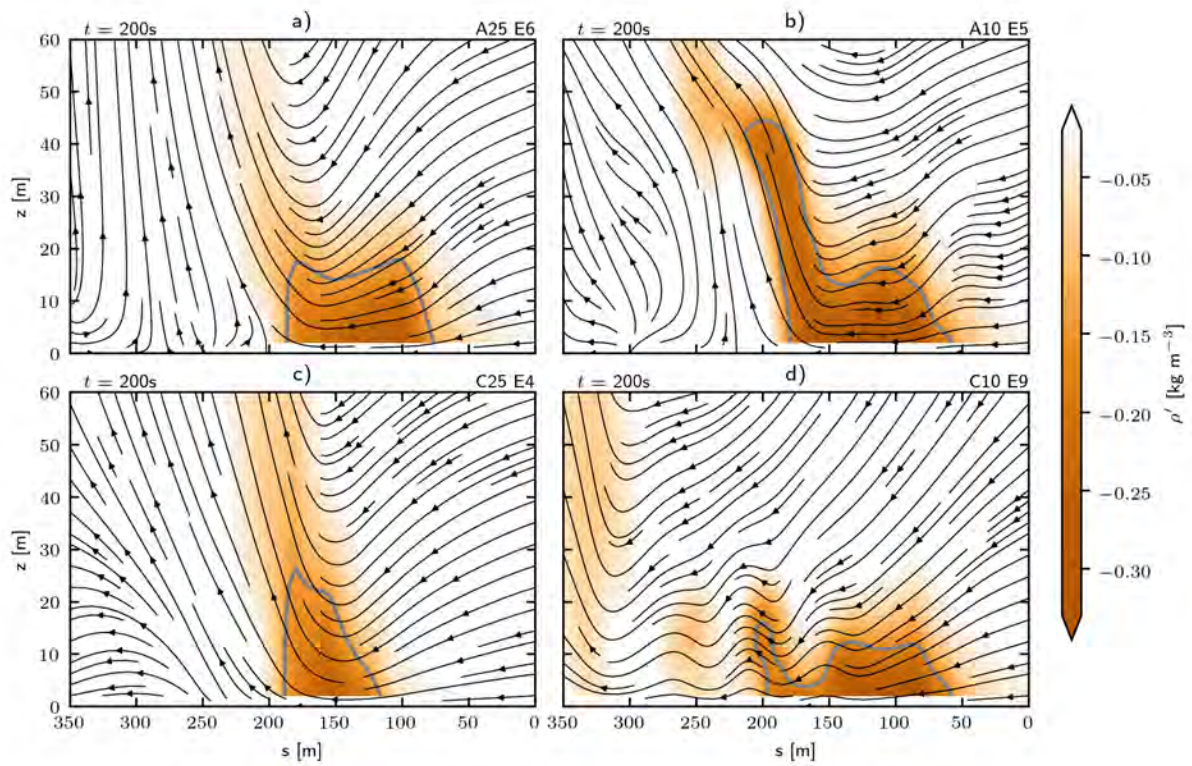


Figure III.17 – Coupe verticale d’anomalie de densité ρ' , 200 s après allumage, selon le plan de coupe de la Figure III.16, pour un membre des ensembles a) A25, b) A10, c) C25, et d) C10. Les lignes de courant correspondent au vent. L’isotherme $T = 60$ °C est représentée en gris.

Tourbillons. En calculant le rotationnel projeté sur la verticale ω_z , on peut analyser les tourbillons formés par le feu. On rappelle que le rotationnel du vent, aussi appelé vorticité, $\underline{\omega}$ s'écrit de la façon suivante :

$$\underline{\omega} = \nabla \times \underline{U} = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{pmatrix}. \quad (\text{III.52})$$

On s'intéresse aux tourbillons dans le plan de la coupe (ω_z). Ici encore, la simulation de l'ensemble C10 se démarque des autres (Figure III.18d).

On voit apparaître un grand nombre de petits tourbillons dans la zone chauffée par advection (Figure III.13d) ce qui est cohérent avec l'étude de Cunningham et al. [2005]. En particulier, les tourbillons les plus forts sont alignés sur le flanc Est du front, ce qui explique les oscillations des lignes de courant à cet endroit. Ces tourbillons sont transportés par le vent et restent stables jusqu'à sortir de la zone d'influence du feu. Ils peuvent avoir une durée de vie comprise entre 50 s et 100 s.

D'autres petites structures tourbillonnaires apparaissent en aval du front de manière peu organisée et avec une durée de vie très courte. Pour les autres simulations, on observe beaucoup moins de structures de petites tailles, mais il existe des tourbillons assez stables pour ces configurations. Pour les deux simulations anélastiques, on voit apparaître deux tourbillons contra-rotatifs en aval du front.   10 m de résolution, on les simule juste au-dessus de la Small Tower pour le tourbillon anti-cyclonique, et le tourbillon cyclonique un peu plus à l'Ouest. Ces tourbillons se forment tôt dans la simulation et sont très stables (durée de vie importante). Ils restent au niveau du front pendant plus de 100 s avant de se détacher et d'être transportés par le vent vers l'aval. Une autre paire de tourbillons contra-rotatifs apparaît alors, et le cycle recommence. Ce comportement est bien visible dans les simulations anélastiques. En compressible à 25 m de résolution, on observe plutôt un tourbillon fort, assez stable, qui va se détacher et laisser la place à un tourbillon tournant dans le sens inverse du pr c dent. Dans ces trois cas de figure, les tourbillons sont de plus grande taille et ils sont plus stables par rapport au compressible à 10 m de résolution.

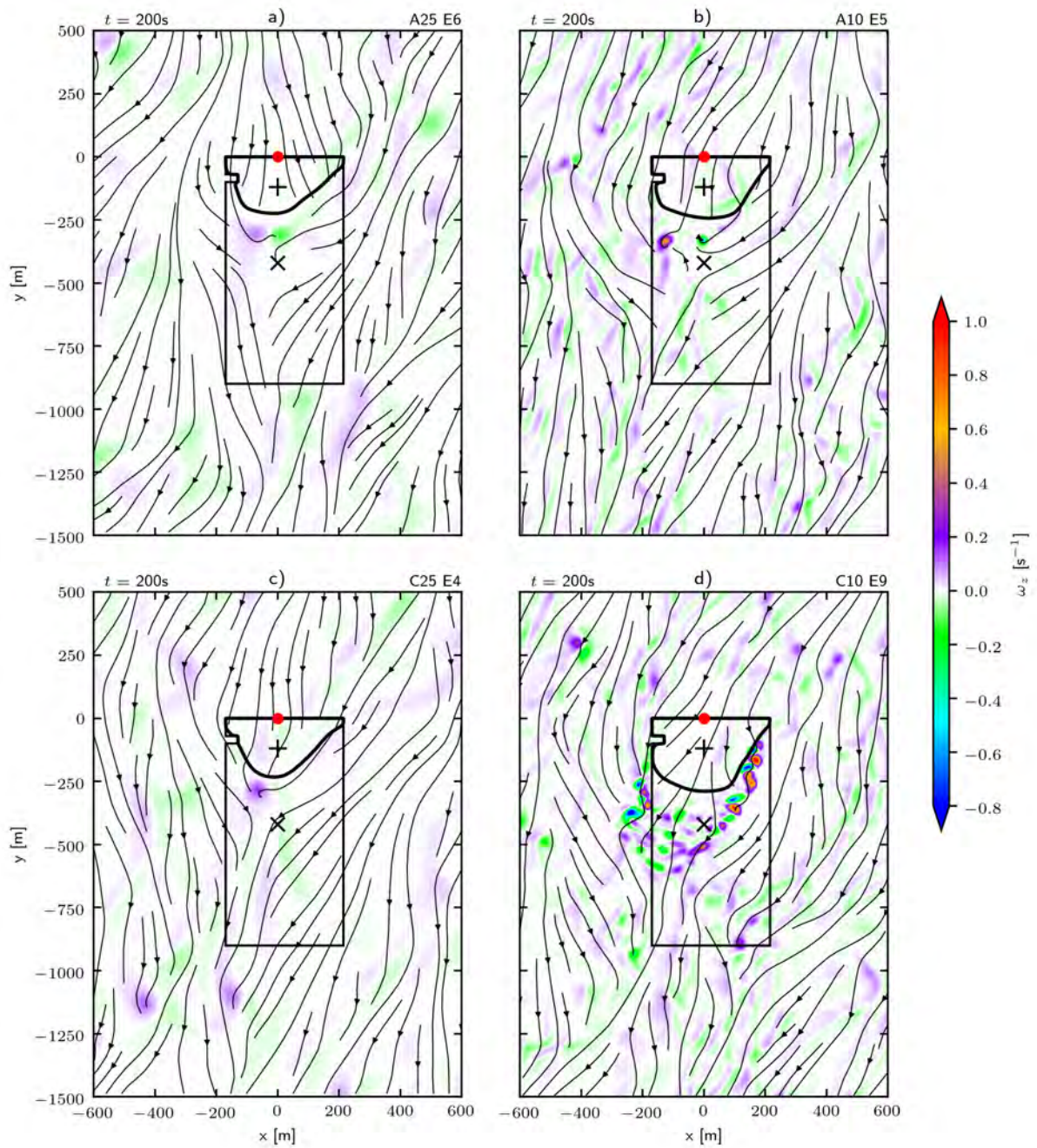


Figure III.18 – Même légende que la Figure III.13 pour la vorticité verticale ω_z

Gradient de densité. Afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle les différences entre les systèmes anélastique et compressible sont plus importantes lorsque les gradients de densité horizontaux sont forts, on trace le champ de gradient de densité horizontal $\nabla_{x,y}\rho = \frac{\partial\rho}{\partial x} \underline{e}_x + \frac{\partial\rho}{\partial y} \underline{e}_y$. Pour le système anélastique, la densité en tant que variable n'existe pas. Il est nécessaire de la reconstruire à partir de l'équation d'état :

$$\rho = \frac{P^{1-\gamma}}{R_d \theta_v P_{00}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}}. \quad (\text{III.53})$$

La Figure III.19 montre que les gradients horizontaux de densité les plus forts sont environ quatre fois plus importants à 10 m de résolution qu'à 25 m. Pour les simulations des ensembles A25, A10, et C25, on observe deux lignes de gradient. La première se situe au niveau de la partie amont du front de feu, et la seconde se trouve légèrement en aval du front. Pour la simulation A10, cette deuxième ligne de gradient est très fine mais très intense. Ceci implique un saut important de densité à cet endroit. Le champ de densité étant dans sa structure spatiale assez proche du champ de température, ce saut se voit très bien sur la Figure III.13b. Pour la simulation compressible à 10 m de résolution, les gradients sont beaucoup moins structurés à cause des tourbillons bien plus importants à ce niveau. On retrouve également la marque des ondes de gravité avec des oscillations du gradient de densité en aval du front de feu. Le système compressible, permettant de mieux représenter les gradients horizontaux de densité, a un impact important à une résolution de 10 m et un impact plus modéré à 25 m de résolution sur l'écoulement induit par le feu.

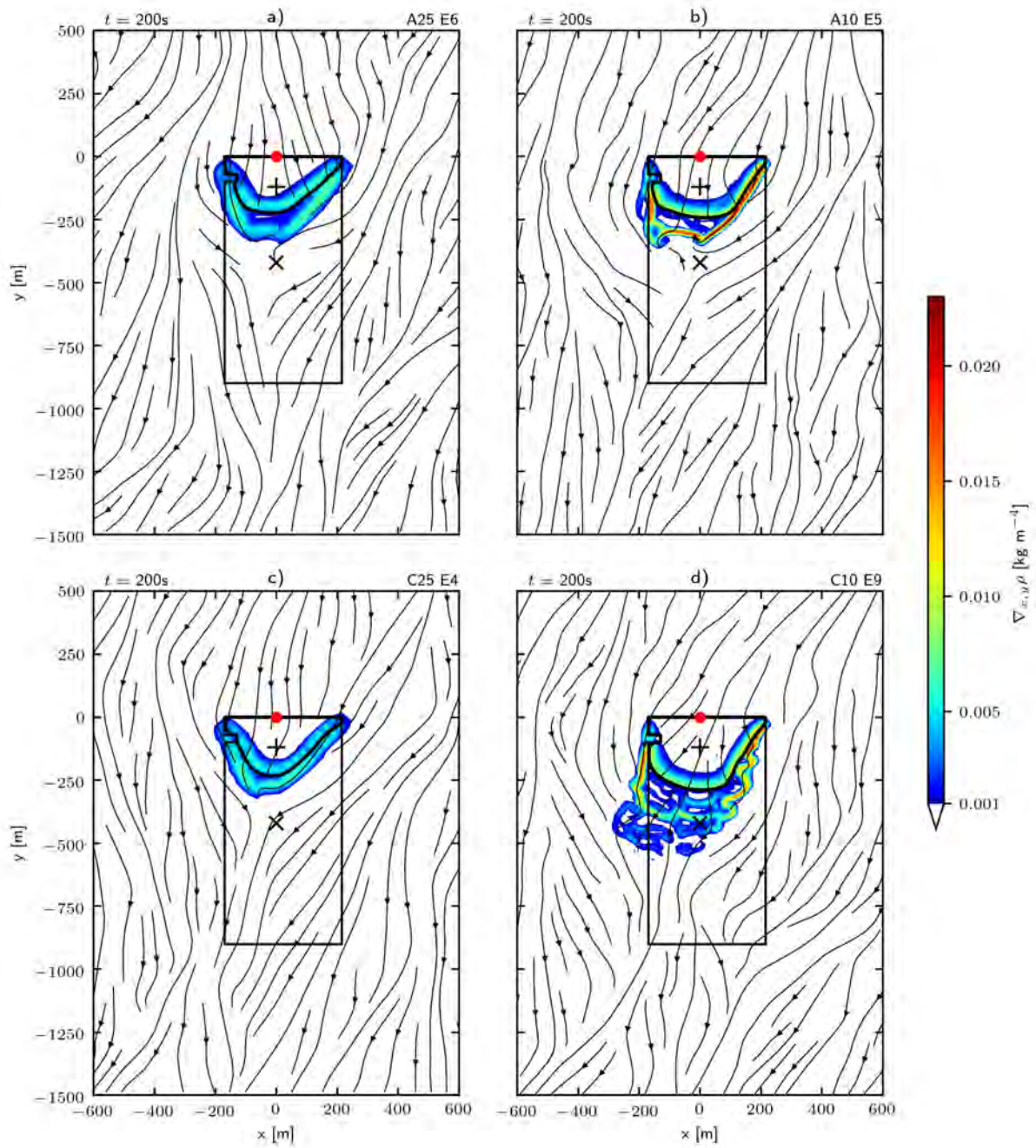


Figure III.19 – Même légende que la Figure III.13 pour le gradient de densité horizontal $\|\nabla_{x,y}\rho\|$

III.4.3.b Structures verticales

Il est également intéressant de comparer l'écoulement sur une coupe verticale au sein du panache thermo-convectif formé par l'incendie. On se place ici à 500 s après l'allumage. Pour ce faire, on détermine le vecteur directeur du plan de coupe \underline{e}_s dans la direction de l'écoulement moyen sur les 50 premiers mètres de l'atmosphère (Figure III.20). Le point d'origine du plan de coupe est choisi pour que le plan de coupe passe par une zone d'ascendance importante. Les zones d'ascendance sont représentées sur une coupe horizontale de la vitesse de vent vertical à 28 m (Figure III.20).

L'ascendance principale se trouve au-dessus du foyer avec un angle déterminé par l'entraînement de l'air chaud vers l'aval par le vent moyen (Figure III.21). L'air très chaud en surface accélère via la force de flottabilité. La densité diminuant avec l'altitude, l'air chaud en train de monter finit par se trouver en équilibre avec les parcelles d'air autour de lui mais continue de monter par inertie (Figure III.22). Une fois passée l'altitude d'équilibre de densité, la force de flottabilité a tendance à ralentir (car l'anomalie de densité devient positive) l'air ascendant qui va voir sa vitesse verticale diminuer pour atteindre une vitesse nulle, dans le cas présent autour de 1000 m d'altitude. À cette altitude, l'air qui provient de la surface est plus dense que l'air environnant (anomalie de densité positive) et va donc redescendre (Figure III.22). C'est pourquoi on observe une subsidence en aval du sommet du panache (Figure III.21). L'air va redescendre pour atteindre l'altitude d'équilibre de densité, qui ici correspond à l'altitude maximale de la couche limite, environ 600 m. Le panache compressible à 10 m de résolution montre des vitesses verticales plus importantes que dans les autres configurations et monte plus haut.

On note une accélération du vent horizontal dans le plan de coupe (représentée par une anomalie du vent u'_s positive) au sein du panache dans les deux simulations compressible. En anélastique, cette accélération tout au long du panache n'est pas visible avec même un ralentissement vers le sommet de l'ascendance.

À 10 m de résolution, les tourbillons résolus perpendiculaires au plan de coupe ω_r sont plus nombreux et d'intensité plus grande en compressible qu'en anélastique (Figure III.24). Ils sont répartis le long de la colonne ascendante. On ne simule pas de comportement tourbillonnaire résolu à 25 m de résolution.

On montre que l'énergie cinétique turbulente sous-maille e est plus importante pour les simulations à 25 m de résolution qu'à 10 m de résolution (Figure III.25). Comme il y a plus de tourbillons non-résolus à 25 m qu'à 10 m, cette différence est attendue. Les petits tourbillons sont principalement regroupés dans l'ascendance du panache. Mais le point important est qu'il y a plus de turbulence sous-maille en compressible pour les deux résolutions. Il apparaît donc que la version compressible à 10 m produit plus d'énergie, à la fois résolue (mise en évidence par les spectres d'énergie) et sous-maille.

L'étude des structures dynamiques induites par le feu en fonction des différents systèmes d'équations montre un impact significatif de la prise en compte de la compressibilité de l'air, en particulier à très haute résolution spatiale. Les structures tourbillonnaires horizontales et verticales, plus nombreuses et intenses au sein de l'ensemble C10, expliquent l'apport d'énergie aux petites échelles spatiales visibles dans l'analyse spectrale d'énergie cinétique pour la partie

résolue de l'écoulement, mais également dans la partie sous-maille. La modification du vent induit par le feu, en termes d'intensité et de structure, influence la propagation elle-même, qui va maintenant être quantifiée en termes de vitesse.

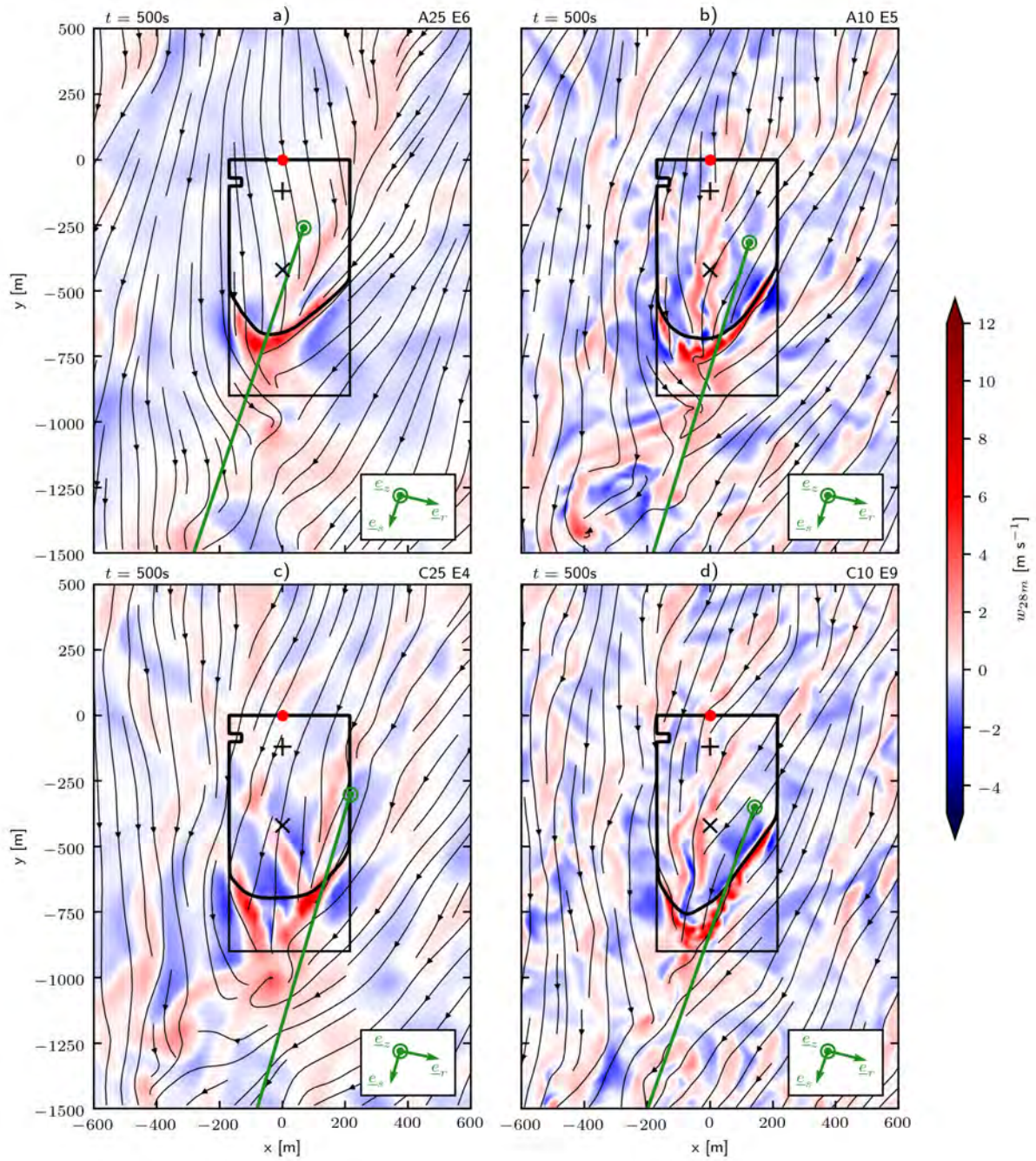


Figure III.20 – Même légende que la Figure III.16 pour la vitesse verticale du vent à 28 m 500 s après allumage.

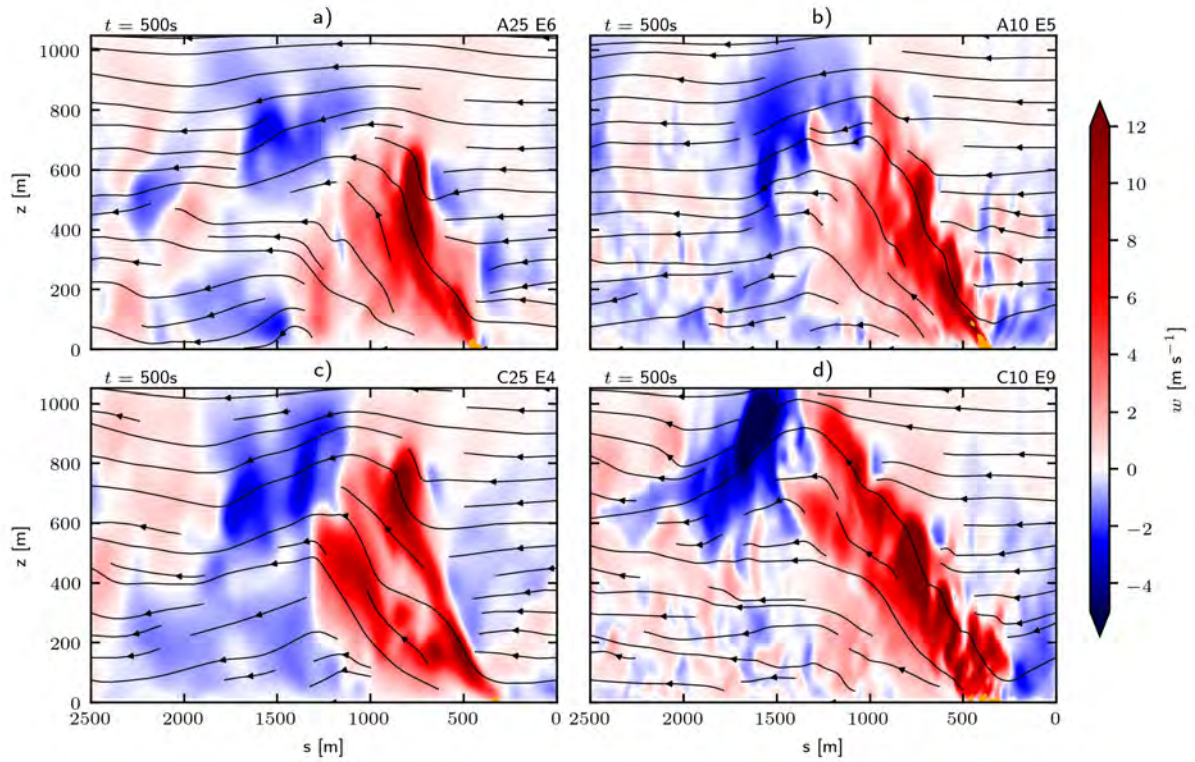


Figure III.21 – Coupe verticale de vitesse verticale du vent, 500 s après allumage, selon le plan de coupe de la Figure III.20, pour un membre des ensembles a) A25, b) A10, c) C25, et d) C10. Les lignes de courant correspondent au vent. La zone telle que $T > 60\text{ °C}$ est représentée en jaune.

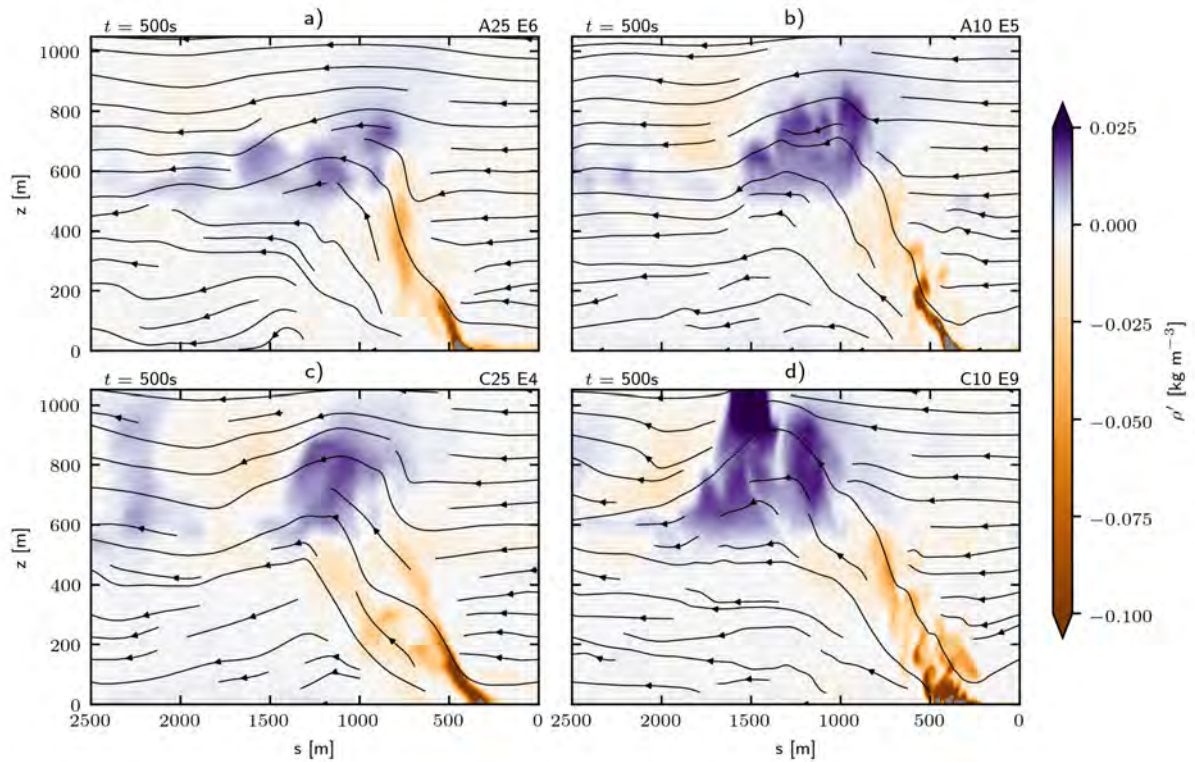


Figure III.22 – Même légende que la Figure III.21 pour l'anomalie de densité ρ' . La zone telle que $T > 60\text{ °C}$ est représentée en gris.

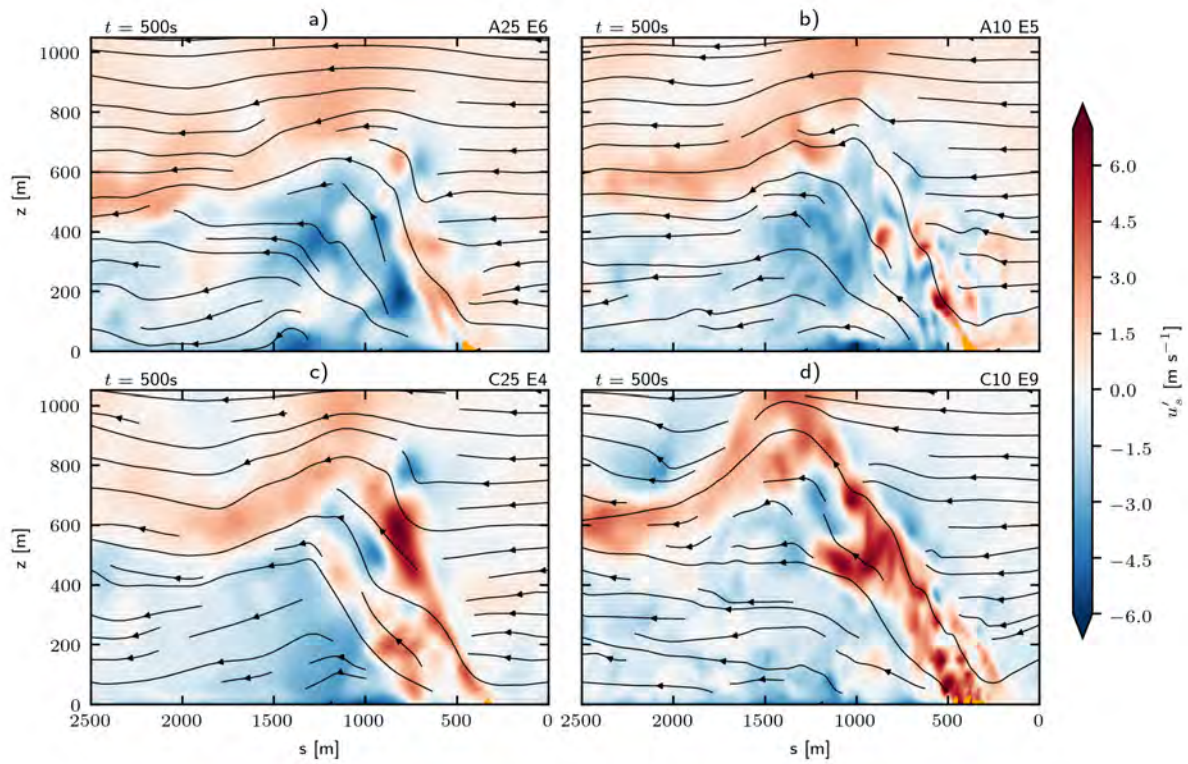


Figure III.23 – Même légende que la Figure III.21 pour l'anomalie de vent horizontal dans le plan de coupe u'_s .

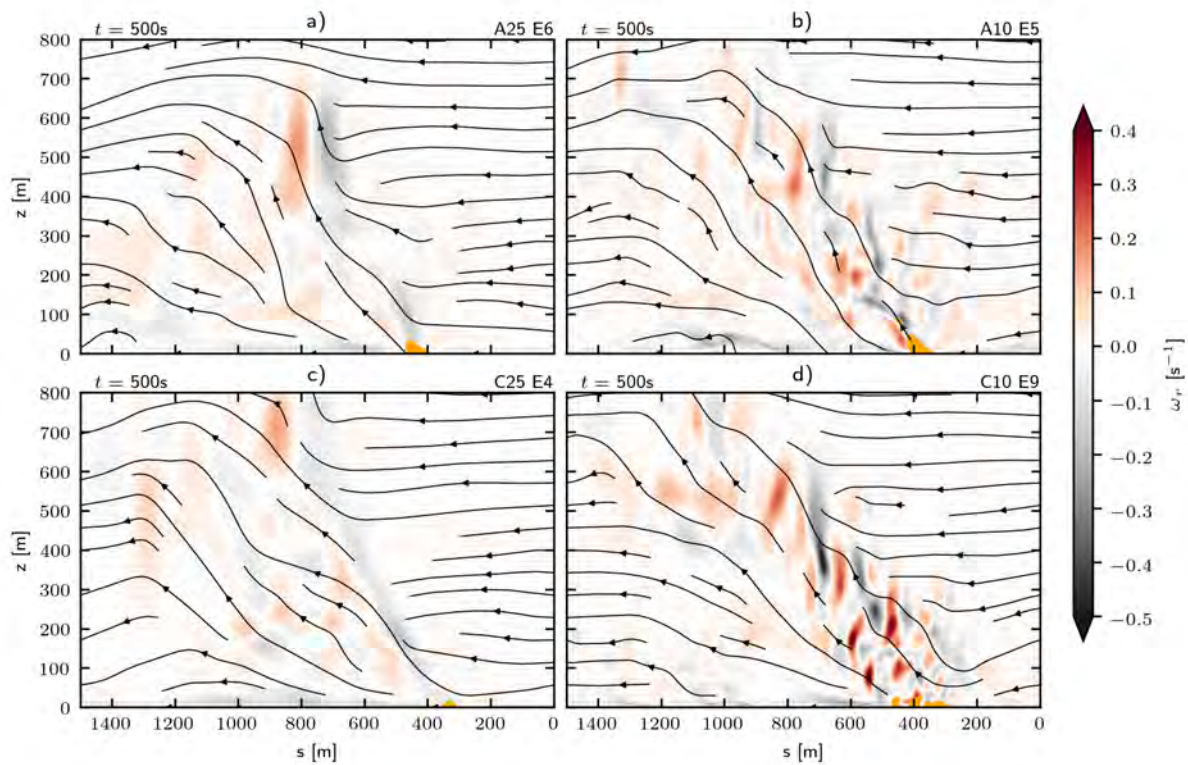


Figure III.24 – Même légende que la Figure III.21 pour la vorticité normale au plan de coupe ω_t

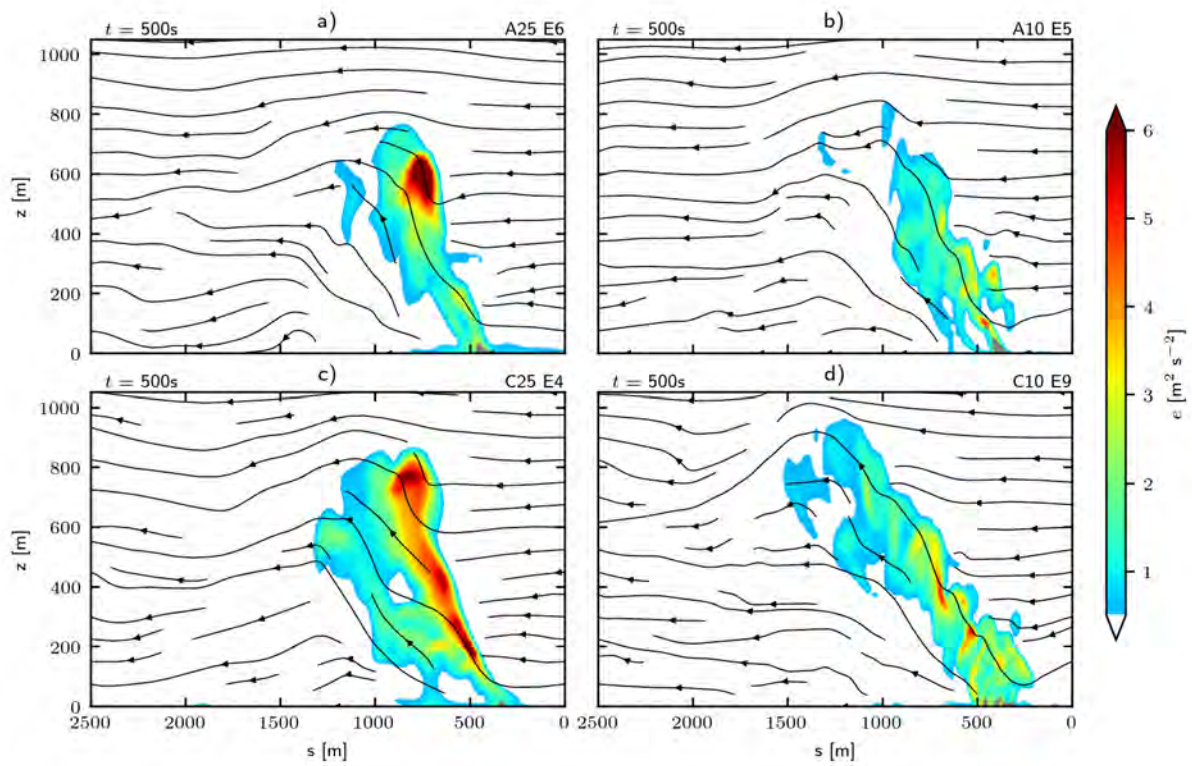


Figure III.25 – Même légende que la Figure III.21 pour l'énergie cinétique turbulente sous-maille e . La zone telle que $T > 60^\circ\text{C}$ est représentée en gris.

III.4.4 Vitesse de propagation

Pour chaque membre de chaque ensemble, on peut tracer la position du front à un instant t à partir de la matrice des temps d'arrivée $t^a(x, y)$. On rappelle que lorsque le feu n'est pas arrivé à un endroit donné, le temps d'arrivée prend la valeur -1 numériquement mais n'a physiquement pas de sens. Si tous les incendies simulés d'un ensemble sont passés par un même point (x, y) , on peut calculer le temps d'arrivée moyen de l'ensemble $\overline{t_k^a}$ comme la moyenne des temps d'arrivée de ses membres :

$$\overline{t^a(x, y)} = \begin{cases} \frac{1}{15} \sum_k t_k^a(x, y) & \text{où } t_k^a(x, y) > 0 \forall k \in [1, 15] \\ -1 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (\text{III.54})$$

Cette matrice des temps d'arrivée moyens représente le front moyen tracé sur la Figure III.26. Pour obtenir un intervalle de variabilité, on calcule les quartiles Q_1 et Q_3 de la propagation. L'écart interquartile renseigne sur la variabilité de la propagation au sein de l'ensemble.

On peut tout d'abord noter la hiérarchie des vitesses de propagation dans le domaine (Figure III.26) avec dans l'ordre croissant, les ensembles A25, A10, C25 et C10. Cette hiérarchie est en accord avec celle des vitesses horizontales les plus fortes au niveau de la Main Tower (Figure III.10). Bien que les valeurs du vent au niveau de la Main Tower soient proches entre les ensembles A10 et C25, c'est bien l'ensemble compressible qui propage le feu légèrement plus rapidement. La variabilité de la propagation est plus importante au fur est à mesure que le feu se propage mais également en fonction de l'angle entre la direction de propagation et le vent. En effet, plus cet angle est proche de 90° , plus la variabilité est importante. Dans une telle situation, une petite variation d'angle, soit du vent, soit du feu, peut avoir des conséquences importantes sur la vitesse de propagation. Le front moyen de l'ensemble C10 se trouve plus allongé avec une forme de pointe plus prononcée que pour les autres ensembles. Pour comparer à la mesure (1.61 m s^{-1}), on évalue la vitesse de propagation moyenne entre les deux tours pour chaque ensemble (Tableau III.1). On peut noter qu'il existe deux définitions de la vitesse de propagation moyenne : *i*) la moyenne des vitesses de propagation des membres de l'ensemble $\overline{\mathcal{R}(t^a)}$, et *ii*) la vitesse de propagation de la moyenne d'ensemble $\mathcal{R}(\overline{t^a})$. Ces deux définitions donnent des vitesses de propagation agrégées légèrement différentes.

Configuration	A25	A10	C25	C10	Observation
$\min_k \mathcal{R}(t_k^a)$	0.96	1.17	1.40	1.35	
$\overline{\mathcal{R}(t^a)}$	1.39	1.42	1.55	1.79	
$\mathcal{R}(\overline{t^a})$	1.37	1.41	1.55	1.77	1.61
$\max_k \mathcal{R}(t_k^a)$	1.61	1.52	1.59	1.99	
$\text{std}_k \mathcal{R}(t_k^a)$	0.15	0.08	0.05	0.17	

Tableau III.1 – Statistiques de la vitesse de propagation \mathcal{R} entre les deux tours de mesure pour les ensembles A25, A10, C25 et C10 en mode couplé 2WC. La vitesse de propagation observée est donnée à titre comparatif.

C'est l'ensemble C25 qui est le plus proche des observations en termes de vitesse moyenne. Les deux ensembles anélastiques proposent des vitesses assez proches l'une de l'autre, plus faibles que l'observation. L'ensemble C10 montre des vitesses un peu trop importantes par rapport à

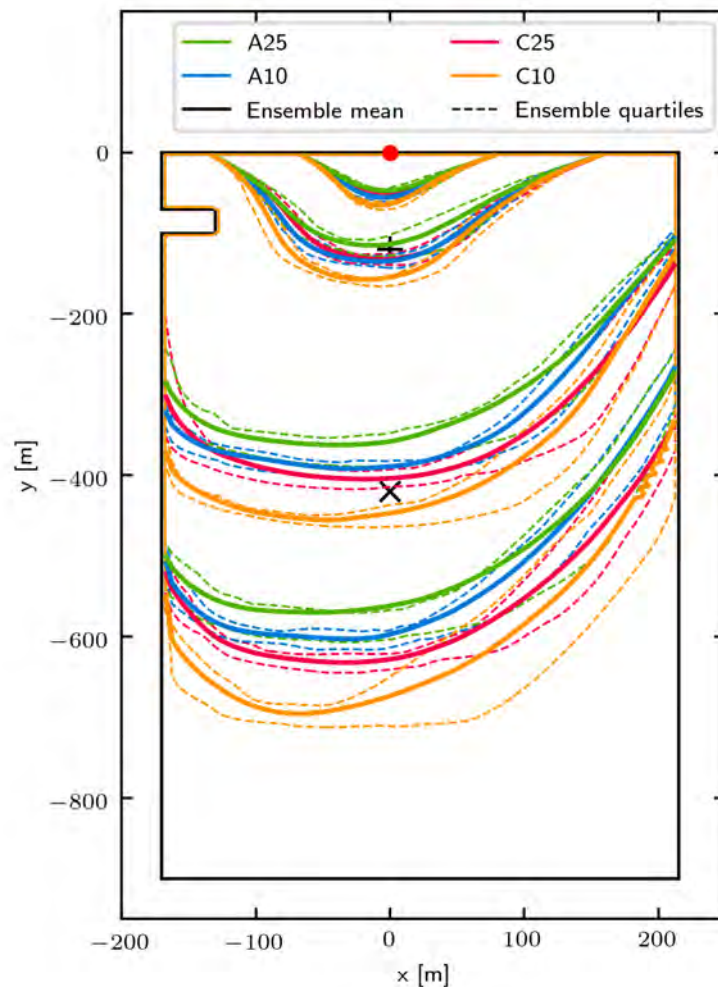


Figure III.26 – Positions du front pour chaque ensemble 1, 2, 5 et 8 min après allumage. Le front moyen calculé à partir des matrices des temps d'arrivée des membres est représenté en trait épais continu. La variabilité d'ensemble est représentée par l'écart interquartile en traits pointillés fins.

l'observation. Les écarts relatifs entre la vitesse de propagation de la moyenne d'ensemble et l'observation pour les ensembles A25, A10, C25 et C10 sont respectivement de -15.1%, -12.2%, -3.6% et +9.8%. En anélastique, l'augmentation de la résolution spatiale permet de réduire la variabilité sur la propagation mais on fait le constat inverse en compressible. Les fluctuations importantes du vent de surface entraînent une importante variabilité de la vitesse de propagation.

La prise en compte de la compressibilité de l'air a un impact significatif sur la propagation en termes de vitesse et de géométrie du front. Avec les paramètres du modèle de propagation et du modèle de flux choisis, le système compressible donne une propagation plus rapide.

III.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté le système d'équations compressibles en atmosphère humide et son implémentation dans MÉSONH. La phase de validation du système compressible a montré de bons résultats en termes de stabilité de l'équilibre hydrostatique, de dynamique d'une anomalie de température potentielle, de propagations d'ondes acoustiques et enfin de comparaison d'un écoulement orographique linéaire avec la théorie. Les résultats sont cohérents avec ceux du système anélastique.

Le système compressible a ensuite été appliqué au cas de propagation de feu avec le couplage au modèle BLAZE sur le feu expérimental FireFlux I. Les simulations compressibles à 10 m de résolution ont globalement montré une meilleure cohérence avec les mesures au niveau de la tour principale : la variabilité intra-ensemble est moins importante en compressible qu'en anélastique.

Des différences de répartition spectrale d'énergie entre les ensembles anélastique et compressible apparaissent à 10 m de résolution. À cette résolution, l'ensemble compressible montre une augmentation de l'énergie aux petites échelles spatiales par rapport à l'ensemble anélastique à la même résolution, à la fois pour les parties résolues et sous-maille de l'écoulement. La libération de la contrainte sur la divergence du vent permet aux simulations compressibles à 10 m de résolution de représenter des petits tourbillons se formant le long du front de feu.

Par rapport aux autres simulations, les simulations compressibles à 10 m de résolution montrent un changement de régime de propagation avec un vent horizontal plus fort et une zone chaude plus étendue en aval du front de feu. On note la formation d'ondes de gravité en aval du front, causées par le passage de l'air au dessus des flux de chaleur du front de feu dans un régime *wind-driven*. On peut retrouver des traces d'écoulements similaires dans des configurations *wind-driven* (Figure I.9b) [Frangieh et al., 2018; Ghaderi et al., 2021]. Une analyse complémentaire sur la transition de régime pour les systèmes anélastique et compressible permettrait de mieux comprendre les phénomènes associés à ces transitions et les conditions environnementales nécessaires.

Le panache thermo-convectif généré par l'incendie montre des ascendances plus importante en compressible à 10 m de résolution et montre des anomalies de densité plus élevées. Des tourbillons plus intenses se forment également pour cette configuration. Les simulations compressibles montrent une énergie cinétique turbulente plus importante que les simulations anélastiques.

Le vent de surface plus important pour les simulations compressible entraînent une accélération de la propagation du feu. La vitesse moyenne de propagation de l'ensemble compressible à 25 m de résolution est le plus proche de la vitesse de propagation observée. À 10 m de résolution, le compressible montre une variabilité de la propagation plus importante que les autres ensembles. Une analyse supplémentaire sur un ajustement paramétrique (de la température d'inflammation T_i et des paramètres de flux de chaleur) permettrait de réduire les écarts avec les observations.

Ces résultats sont encourageants dans la compréhension des interactions feu-atmosphère à des échelles spatiales et temporelles moyennes. Il reste cependant beaucoup d'incertitudes sur les paramètres des paramétrisations de propagation et des modèles de flux.

Chapitre IV

Analyse de sensibilité paramétrique du modèle Blaze

« Explorer, cela signifie trouver des réponses et revenir les partager avec les autres. »

Mike Horn

IV.1 Introduction

La méconnaissance et la variabilité de certains facteurs environnementaux et numériques entachent d'incertitudes les simulations du système couplé MÉSONH-BLAZE . Les chapitres précédents ont montré l'influence de la turbulence atmosphérique et de la compressibilité de l'atmosphère sur la propagation du front de feu et sur les flux de chaleur associés. Au sein du modèle, il existe des paramètres incertains, comme les propriétés du combustible, qui peuvent être mal connus par leur nature ou la difficulté de les évaluer en réalité. Ces incertitudes peuvent modifier la propagation du feu car les paramètres incertains apparaissent dans le calcul de la vitesse de propagation (par exemple dans la paramétrisation de Balbi) et dans celui des flux de chaleur de BLAZE.

Il existe des méthodes bayésiennes pour réduire, en partie, certaines incertitudes. Par exemple, l'assimilation de données permet d'intégrer des observations au sein des simulations numériques pour améliorer l'état simulé du comportement de l'incendie. Elle a déjà été appliquée à des modèles de propagation de front de feu dans le cadre de brûlages dirigés tels de RXCADRE [Rochoux et al., 2022]. En plus de la correction d'état (la position du front de feu par exemple), la correction de paramètres permet de réduire les biais de modélisation et d'améliorer les performances du modèle corrigé par assimilation de données [Zhang et al., 2019].

Cependant, à cause de la nature du couplage entre le feu et l'atmosphère, utiliser ces mêmes méthodes pour un système couplé tel que MÉSONH-BLAZE est un problème plus complexe à résoudre. L'utilisation de méthodes d'assimilation de données pour les modèles couplés est un sujet de recherche actif [Penny and Hamill, 2017]. Deux verrous méthodologiques peuvent être mis en évidence. D'une part, l'étape de correction des méthodes d'assimilation de données (l'analyse) modifie la position du front de feu. Lorsque le modèle de propagation est couplé

avec un modèle atmosphérique, il est alors nécessaire de modifier l'état de l'atmosphère pour que le système couplé soit à l'équilibre avant d'intégrer le modèle couplé jusqu'à la prochaine observation (l'ébauche). Ce processus est loin d'être trivial. D'autre part, les modèles couplés sont composés d'une multitude de paramètres, ce qui offre un grand nombre de candidats pour les paramètres à corriger par l'algorithme d'assimilation de données. Celui-ci peut alors rencontrer des difficultés pour fournir une correction pertinente, c'est-à-dire donnant un état du système plus réaliste et des valeurs physiques des paramètres estimés. Pour limiter ces problèmes d'équifinalité, on peut réduire le nombre de paramètres à estimer en procédant *a priori* à une sélection des paramètres les plus influents sur l'état du système et les observables.

On propose dans ce travail de thèse d'effectuer cette étape de sélection de paramètres via des méthodes d'analyse de sensibilité globale (Section I.6.3.b). La méthode de Sobol [Sobol, 1993], permettant de calculer des indices de sensibilité dits de Sobol, a été choisie pour quantifier l'influence relative de chacun des paramètres intervenant dans le calcul de la vitesse de propagation ou des flux de chaleur.

Dans ce chapitre, la Section IV.2 est dédiée à la caractérisation des incertitudes présentes dans la modèle couplé MÉSONH-BLAZE. La méthode de Sobol et son application au modèle couplé sont détaillées à la Section IV.3. Enfin, les résultats des analyses de sensibilités sur les paramétrisations de Balbi et sur des flux de chaleur sont discutés à la Section IV.4.

Sommaire

IV.1 Introduction	197
IV.2 Inventaire des incertitudes du système couplé MésosNH-Blaze	200
IV.2.1 Contexte	200
IV.2.2 Entrées du modèle	200
IV.2.3 Structure du modèle	201
IV.2.4 Technique du modèle	201
IV.2.5 Paramètres	202
IV.2.6 Sorties du modèle	202
IV.3 Méthodes de calcul des indices de sensibilité de Sobol	204
IV.3.1 Méthode par régression linéaire	204
IV.3.2 Méthode par moyennage par bande	205
IV.3.3 Méthode de Saltelli	206
IV.3.4 Échantillonnage des paramètres d'entrée	207
IV.4 Résultats de l'analyse de sensibilité globale	210
IV.4.1 Sensibilité paramétrique de la vitesse de propagation	210
IV.4.1.a Vitesse de propagation sans vent	210
IV.4.1.b Vitesse de propagation avec vent	213
IV.4.2 Sensibilité paramétrique des flux de chaleur	216
IV.4.2.a Énergie sensible disponible	216
IV.4.2.b Contenu en eau disponible	218
IV.5 Conclusion	220

IV.2 Inventaire des incertitudes du système couplé MésoNH-Blaze

Les outils de caractérisation des incertitudes (Section I.6.1) peuvent être appliqués aux modèles couplés feu-atmosphère. La Figure IV.1 représente le positionnement des incertitudes d'un système couplé tel que MÉSONH-BLAZE.

IV.2.1 Contexte

On choisit de modéliser l'incendie dans BLAZE comme un front unidimensionnel qui se propage sur une surface combustible aux propriétés hétérogènes. Ceci constitue une première approximation qui peut limiter le domaine de validité du modèle. Par exemple, une paramétrisation de la vitesse de propagation telle que celle de Balbi implique une stationnarité de la vitesse de propagation, ce qui signifie qu'une seule valeur de vitesse de propagation est associée à un jeu de paramètres, or des variations autour de ce point de fonctionnement peuvent se produire sous l'effet conjugué du vent et du relief par exemple. Une telle approche de modélisation implique aussi des choix particuliers de structures et méthodes numériques. Le modèle atmosphérique MÉSONH est lui aussi soumis à des choix de contexte, comme par exemple le choix d'utiliser une configuration à aire limitée (contrairement à un modèle global qui couvre la totalité de la surface du globe). Le couplage entre ces deux modèles peut se faire de différentes manières, mais le choix a été porté sur l'échange du vent de surface et des flux de chaleurs induits par l'incendie.

Les incertitudes de contexte sont ici liées aux choix de modélisation et sont fixées pour le système choisi. On ne peut pas influencer sur ces choix sans repenser la globalité du système couplé.

IV.2.2 Entrées du modèle

Les incertitudes sur les entrées du modèle couplé sont réparties entre les incertitudes sur les entrées de MÉSONH et sur celles de BLAZE. Comme pour tous les modèles à aire limitée, les conditions initiales atmosphériques et de surface ainsi que les conditions aux limites (qui sont généralement forcées par un modèle atmosphérique de plus grande échelle comme AROME dans le cas de MÉSONH) sont entachées d'incertitudes liées à la méconnaissance des conditions exactes de l'état de l'atmosphère à un instant donné (par manque de données suffisamment résolues spatialement et temporellement). Le caractère chaotique de la circulation atmosphérique favorise les incertitudes d'entrées et leur propagation. Au niveau de la surface, le couvert végétal et sa dynamique associée sont aussi sujets à des incertitudes. Pour BLAZE, la carte du combustible utilisée est une approximation de la végétation présente sur un territoire. La végétation et la combustion sont définis actuellement de manière indépendante, en fonction des bases de données de MÉSONH pour la végétation, en fonction des observations sur le cas FireFlux I pour BLAZE. En réalité, il y a un lien entre le stress hydrique de la végétation et la quantité de combustibles disponible par exemple qui serait intéressant à considérer pour systématiser les études de cas avec MÉSONH-BLAZE.

La plupart de ces incertitudes sont épistémiques et de niveau statistique, c'est-à-dire que l'incertitude tend à diminuer au fur et à mesure que les connaissances sur ces données augmentent.

Des mesures à plus haute résolution ou à plus haute fréquence pourraient permettre de réduire les incertitudes liées à ces données par exemple.

IV.2.3 Structure du modèle

La structure du système couplé MÉSONH-BLAZE est constitué de trois parties : le modèle MÉSONH d'un côté, le modèle BLAZE de l'autre, et le couplage entre les deux. Dès lors, les incertitudes du système couplé sont la somme des incertitudes des deux modèles séparés avec en plus les incertitudes liées au couplage. Le choix du système d'équations utilisé dans MÉSONH entre anélastique et compressible (Chapitre III) se positionne par exemple dans cette catégorie d'incertitudes de modélisation. Ces deux systèmes diffèrent par la représentation des zones de forts gradients horizontaux de densité. La Section III.4 avait justement pour objectif de comparer l'impact de ces hypothèses sur les sorties du modèle comme la vitesse de propagation ou le vent induit par le feu. MÉSONH utilise un certain nombre de paramétrisations de phénomènes physiques sous-maille qui sont sujets à des incertitudes dans leurs formulations. La liste des incertitudes placées dans la Figure IV.1 n'est évidemment pas exhaustive. On peut citer par exemple les incertitudes liées au modèle SURFEX qui représente les processus de surface pour MÉSONH.

Pour BLAZE, c'est le choix de la paramétrisation de la vitesse de front qui est sujet à des incertitudes sur la formulation et ses hypothèses sous-jacentes. BLAZE utilise la paramétrisation de Balbi [Santoni et al., 2011] mais pourrait aussi utiliser la formulation populaire de Rothermel [1972]. Les hypothèses sous-jacentes à ces paramétrisations, comme par exemple les régimes de feux modélisés, les mécanismes de propagation considérés, ou encore les coefficients empiriques calculés, sont entachées d'incertitudes.

Enfin, la stratégie de couplage choisie dans le contexte impose l'utilisation d'équations pour calculer la valeur des flux de chaleur et leurs distributions verticales et temporelles. Tous ces éléments sont également sujets à des incertitudes de formulation.

IV.2.4 Technique du modèle

Les aspect numériques des points précédents sont, eux aussi, soumis à des incertitudes liées à la technique du modèle. Par exemple, la sélection de l'ordre de discrétisation des équations ou l'utilisation d'un schéma numérique relève d'un choix technique lié aux considérations informatiques. On retrouve ainsi dans cette partie l'ensemble des algorithmes et méthodes numériques utilisés dans le système couplé, en particulier l'utilisation de la méthode level-set pour la propagation du front de feu dans BLAZE et l'utilisation des schémas d'ordre élevés RK3-WENO3 (Chapitre II).

Pour le couplage entre les deux modèles, les méthodes numériques d'interpolation spatiale et de filtrage temporel du vent sont sujets à des incertitudes liées aux approximations de méthodes (l'interpolation du vent est linéaire sans garantie que le vent le soit et le filtrage temporel induit un déphasage qui peut potentiellement induire de l'erreur dans le système). La méthode EFR de calcul de la surface en train de brûler (qui est au cœur de l'article présenté en Section II.2.2)

et la méthode de répartition verticale des flux de chaleur se positionnent également dans cette catégorie d'incertitudes.

IV.2.5 Paramètres

Chacune des trois briques constituant le système couplé (MÉSONH, BLAZE, et leur couplage) nécessite un certain nombre de paramètres pour fonctionner. Ces paramètres peuvent être numériques (liés à la discrétisation ou à la méthode numérique utilisée) ou physiques (représentant un facteur environnemental). Pour le modèle atmosphérique, on trouve par exemple le pas de temps, la résolution spatiale, la valeur de la viscosité numérique. Les différents paramètres liés à la paramétrisation de la vitesse de propagation (notamment les paramètres du combustible) et des méthodes de couplage sont positionnés dans cette partie. Parmi les variables de couplage, on peut citer la hauteur d'interpolation pour la calcul du vent à mi-hauteur de flamme, la constante de temps du filtre temporel du vent de surface et la hauteur caractéristique d'injection des flux de chaleur.

IV.2.6 Sorties du modèle

Les incertitudes sur les sorties du modèle couplé (les erreurs de prédiction) sont principalement liées à la propagation de l'incendie. De fait, on s'intéresse au vent induit par le feu, au panache thermo-convectif se développant dans l'atmosphère, à la position du front de feu au cours du temps et à sa vitesse de propagation. On peut également étudier les incertitudes sur les variables de couplage qui sont le vent de surface du point de vue de BLAZE, et les flux de chaleur injectés dans l'atmosphère du point de vue de MÉSONH. Les incertitudes sur les sorties du modèle sont la combinaison des incertitudes accumulées à tous les niveaux précédents. On peut évaluer la capacité du système à représenter la réalité en comparant les sorties du modèle à des mesures effectuées dans la réalité. On peut alors chercher à estimer puis réduire ces biais en agissant sur les leviers constitués par les éléments de la Figure IV.1.

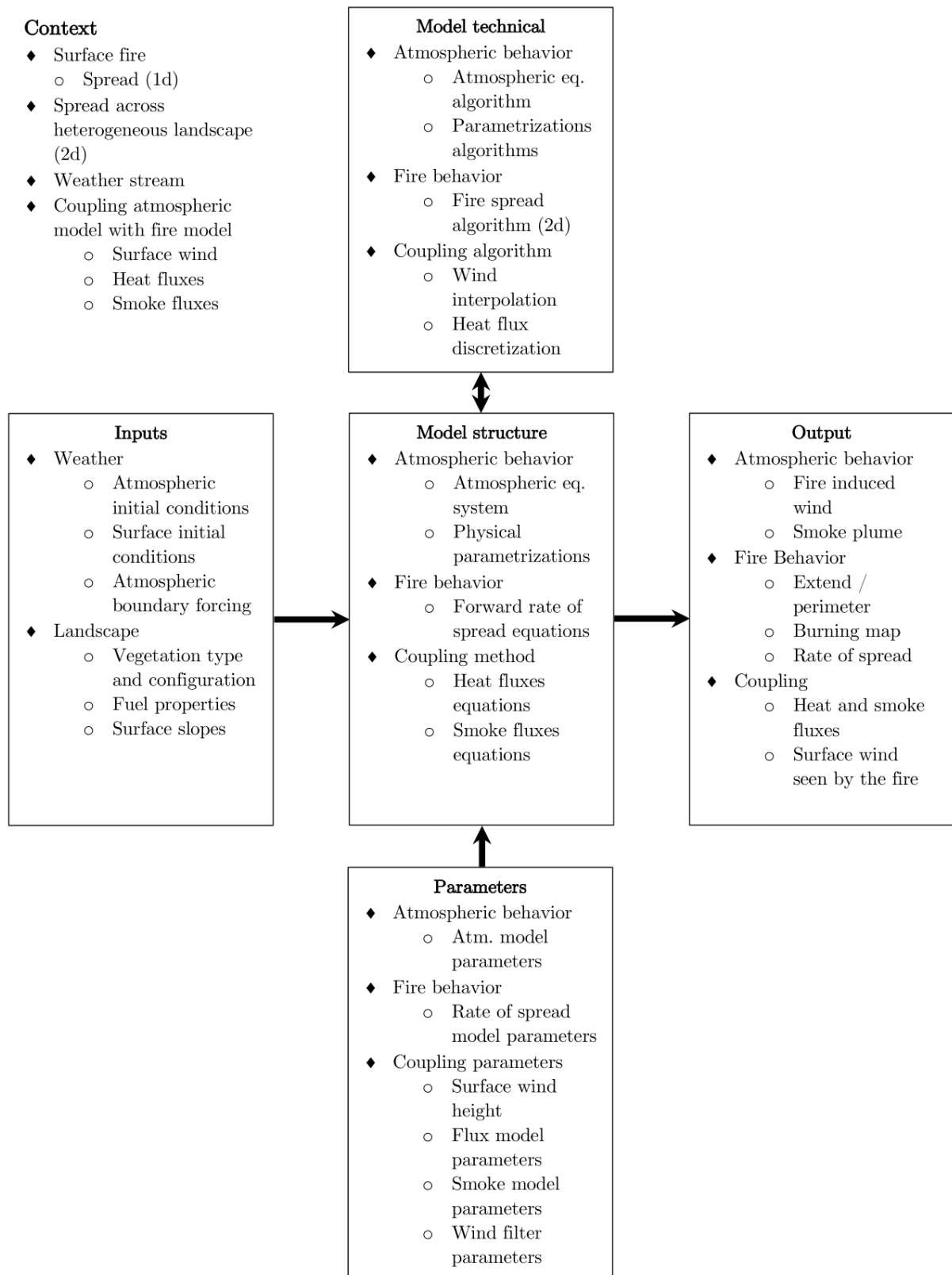


Figure IV.1 – Positionnement des incertitudes (non-exhaustives) pour un système couplé feu-atmosphère tel que MÉSONH-BLAZE. Format d'après Riley and Thompson [2017]

IV.3 Méthodes de calcul des indices de sensibilité de Sobol

On cherche à identifier les paramètres d'entrée les plus influents sur la vitesse de propagation et les flux de chaleur induits par le feu dans MÉSONH-BLAZE parmi ceux qui présentent des incertitudes. Pour ce faire, on doit choisir une méthode d'analyse de sensibilité globale possédant les caractéristiques suivantes :

- exploration de la totalité de l'espace des paramètres d'entrée,
- identification des facteurs d'importance relative du premier ordre des paramètres d'entrée pour un modèle non-linéaire,
- identification des relations d'interaction entre variables.

La méthode de Sobol [Sobol, 1993] (Figure I.29), définie à la Section I.6.3.a permet de remplir l'ensemble de ces critères et est donc utilisée ici pour déterminer les paramètres les plus influents dans le modèle de Balbi [Santoni et al., 2011].

Il existe une multitudes de méthodes pour calculer les indices de Sobol (de premier ordre et totaux). À partir de la synthèse proposée par Saltelli et al. [2008], on retient trois méthodes : *i*) calcul par régression linéaire, *ii*) calcul par moyennage par bande, et *iii*) la méthode de Saltelli implémentée dans la librairie Python OpenTurns [Saltelli, 2002; Baudin et al., 2015]. L'utilisation de trois méthodes distinctes permet d'augmenter la robustesse des indices obtenus et vérifier la convergence en fonction de la taille d'échantillons N .

Pour construire l'analyse, on prend pour exemple le modèle simple à quatre paramètres de la forme $Y = \mathcal{M}(\underline{X}) = \sum_{i=1}^4 \Omega_i X_i$, avec $\Omega_i \in \mathbb{R}$ et $X_i = \mathcal{N}(0, 2)$, où $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ est la loi normale de moyenne μ et d'écart-type σ . Pour commencer à étudier ce modèle, on peut générer $N = 400$ jeux de paramètres d'entrée, via une séquence de Sobol (Section IV.3.4), et tracer la sortie Y en fonction de chaque paramètre d'entrée X_i (Figure IV.2).

IV.3.1 Méthode par régression linéaire

On peut avoir l'intuition, à partir des tracés de la Figure IV.2, que le paramètre X_4 a une influence plus importante sur la sortie que le paramètre X_1 . En effet, une variation de la valeur de X_4 semble avoir plus d'impact sur la sortie Y qu'une variation du paramètre X_1 . Pour représenter ce lien entre un paramètre et la sortie, on peut calculer une régression linéaire, au sens des moindres carrés, de la sortie Y en fonction de chaque entrée X_i . La pente de ces régressions, notée β_i , représente un lien direct entre la variation d'un paramètre et la variation de la sortie. Plus la valeur de cette pente est élevée, plus le lien entre le paramètre d'entrée et la sortie est fort. On peut dès lors normaliser les pentes des régressions par le rapport entre la variance de l'entrée considérée et la variance de la sortie. Les pentes normalisées peuvent ensuite être reliées aux indices de Sobol comme suit :

$$S_i = \hat{\beta}_i^2 = \left(\frac{\mathbb{V}(X_i)}{\mathbb{V}(Y)} \beta_i \right)^2. \quad (\text{IV.1})$$

Cette expression permet de calculer les indices de Sobol du premier ordre de manière simple et rapide. Elle demande un nombre N d'évaluations de modèle relativement raisonnable pour converger (cette méthode est dénommée *Linear Regression* sur la Figure I.29). Cependant, elle n'est valable que pour des modèles linéaires et additifs. Dans la suite, la méthode de calcul des indices de Sobol du premier ordre par régression linéaire est appelée LR.

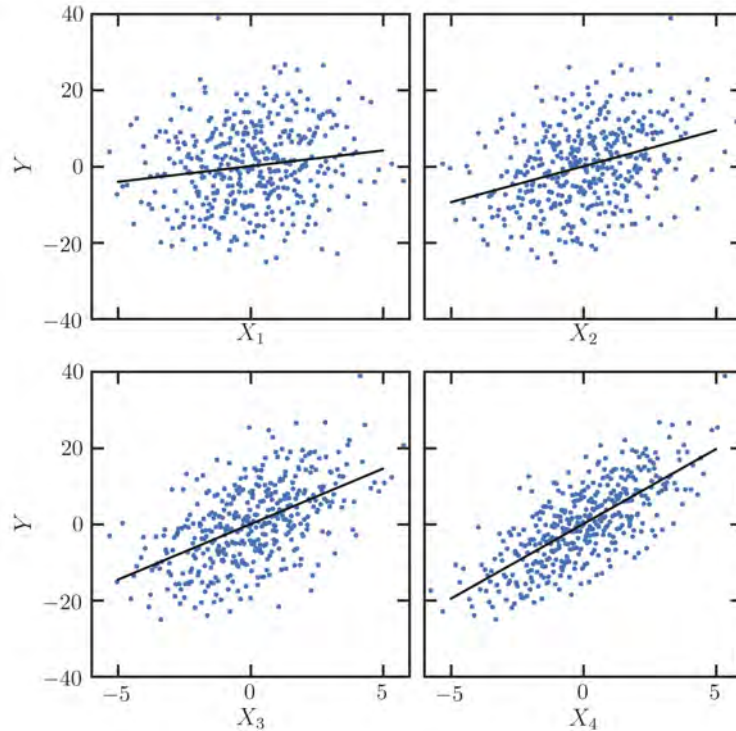


Figure IV.2 – Projection des points de l'espace (X_1, X_2, X_3, X_4, Y) dans les espaces à deux dimensions (X_i, Y) . Les droites représentent les régressions linéaires entre la sortie Y et le paramètre d'entrée correspondant.

IV.3.2 Méthode par moyennage par bande

La seconde méthode utilisée dans ce travail est basée sur une estimation directe du terme $\mathbb{V}_{X_i}(\mathbb{E}_{X_{\sim i}}(Y|X_i))$ (Section I.6.3.b) à partir de bandes sur le paramètre X_i . On commence par trier les points (X_i, Y) dans l'ordre croissant et on les sépare en m groupes. Ces groupes représentent des “bandes” verticales sur un nuage de points du fait de la sélection de points triés. Pour chacune de ces bandes, on peut calculer la moyenne de la valeur de la sortie et la moyenne de la valeur du paramètre X_i (représentée par les losanges rouges sur la Figure IV.3). Ce point représente une estimation de $\mathbb{E}_{X_{\sim i}}(Y|X_i)$. Il suffit ensuite de calculer la variance de cet ensemble de points moyens pour obtenir une approximation de $\mathbb{V}_{X_i}(\mathbb{E}_{X_{\sim i}}(Y|X_i))$. Cette méthode, appelée DLR (*double loop reordering*, en anglais) [Tarantola et al., 2006; Kucherenko and Song, 2017], est capable de donner une estimation des indices de Sobol du premier ordre pour des modèles non-linéaires.

Malgré son côté paramétrique (le nombre de tranches m est un paramètre), cette méthode permet une convergence assez rapide des indices du premier ordre. Il est difficile de trouver une méthode permettant de réaliser un calcul similaire pour les indices totaux. La méthode DLR

doit alors se limiter au calcul des indices de premier ordre [Saltelli et al., 2008].

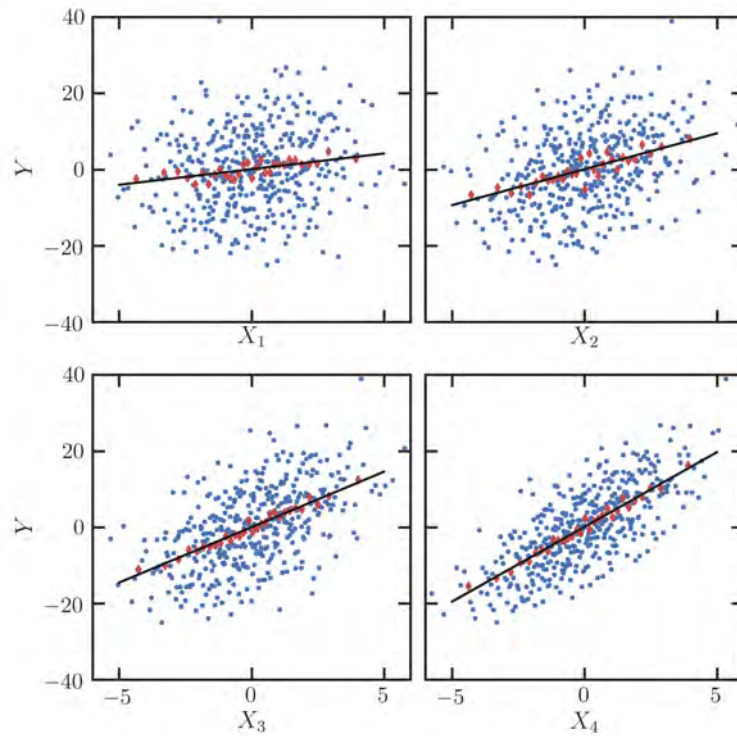


Figure IV.3 – Même légende que la Figure IV.2, avec en plus les losanges rouges représentant les points moyens par tranche

IV.3.3 Méthode de Saltelli

La méthode de Saltelli [Saltelli, 2002] se sert de deux réalisations indépendantes du vecteur aléatoire \underline{X} qui est un tirage aléatoire, au sens de Monte Carlo, d'un jeu de paramètres de dimension d . Pour ce faire, on commence par construire deux matrices \underline{A} et \underline{B} représentant deux échantillonnages indépendants de taille N du vecteur \underline{X} . Chaque ligne de ces matrices correspond à un tirage aléatoire du vecteur \underline{X} de dimension d . Chaque colonne correspond à l'ensemble des N tirages aléatoires d'un paramètre en particulier :

$$\underline{A} = \begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \dots & a_{1,d} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \dots & a_{2,d} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N,1} & a_{N,2} & \dots & a_{N,d} \end{bmatrix}, \quad \underline{B} = \begin{bmatrix} b_{1,1} & b_{1,2} & \dots & b_{1,d} \\ b_{2,1} & b_{2,2} & \dots & b_{2,d} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{N,1} & b_{N,2} & \dots & b_{N,d} \end{bmatrix}. \quad (\text{IV.2})$$

Afin d'obtenir une évaluation de la sensibilité du i -ième paramètre, on construit une autre matrice \underline{E}_i , définie à partir de la matrice \underline{A} avec la i -ième colonne de la matrice \underline{B} :

$$\underline{E}_i = \begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \dots & b_{1,i} & \dots & a_{1,d} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \dots & b_{2,i} & \dots & a_{2,d} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N,1} & a_{N,2} & \dots & b_{N,i} & \dots & a_{N,d} \end{bmatrix}. \quad (\text{IV.3})$$

Pour des questions de stabilité, on réalise les différents calculs centrés sur la moyenne. On considère \mathcal{M}_0 comme la moyenne empirique de toutes les évaluations du modèle \mathcal{M} réalisées, et on définit :

$$\widetilde{\mathcal{M}}(\bullet) = \mathcal{M}(\bullet) - \mathcal{M}_0 \quad (\text{IV.4})$$

comme la fonction d'évaluation centrée du modèle \mathcal{M} . On note $\underline{Y}^A = \widetilde{\mathcal{M}}(\underline{A})$ le vecteur de sortie, de taille N , de l'ensemble de jeux de paramètres contenus dans la matrice \underline{A} . De la même manière, on note $\underline{Y}_i^E = \widetilde{\mathcal{M}}(\underline{E}_i)$. L'estimation de la variance en sortie $\mathbb{V}(Y)$ est calculée à partir de la matrice \underline{A} seulement, $\mathbb{V}(Y) = \mathbb{V}(\underline{Y}^A)$. Il reste à estimer les variances \mathbb{V}_i (Équation I.12) et $\mathbb{V}_{\sim i}$ (Équation I.13) pour calculer les indices de Sobol. Les estimateurs de ces variances, notés respectivement $\hat{\mathbb{V}}_i$ et $\hat{\mathbb{V}}_{\sim i}$, peuvent être calculés de plusieurs manières différentes [Jansen, 1999; Saltelli, 2002; Tarantola et al., 2007; Martinez, 2011]. On opte ici pour la méthode décrite par Saltelli [2002] :

$$\hat{\mathbb{V}}_i = \frac{\underline{Y}^{B^T} \cdot \underline{Y}_i^E}{N-1} - \overline{\underline{Y}^A} \overline{\underline{Y}^B}, \quad (\text{IV.5})$$

$$\hat{\mathbb{V}}_{\sim i} = \frac{\underline{Y}^{A^T} \cdot \underline{Y}_i^E}{N-1} - \overline{\underline{Y}^A} \overline{\underline{Y}^B}, \quad (\text{IV.6})$$

où \bullet^T est la transposée du vecteur \bullet , et $\bar{\bullet} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \bullet_p$ sa moyenne sur N réalisations. Ce calcul nécessite $N(d+2)$ évaluations du modèle (N pour \underline{Y}^A , N pour \underline{Y}^B , et N pour chacun des d \underline{Y}_i^E). Il s'agit d'un calcul beaucoup plus coûteux que les deux méthodes précédentes dont le nombre nécessaire d'évaluations était N . En plus, le nombre d'évaluations nécessaire augmente avec le nombre de paramètres étudiés. Cependant, cette méthode est très performante quant à l'évaluation des indices du premier ordre et des indices totaux. De plus, il est possible de déterminer une incertitude sur la valeur même de l'indice considéré, ce qui permet de donner un intervalle de confiance sur l'indice calculé.

IV.3.4 Échantillonnage des paramètres d'entrée

La qualité de l'exploration de l'espace des paramètres d'entrée et du calcul des indices de sensibilité dépend de l'échantillonnage de l'espace des paramètres en vue des évaluations par le modèle. Pour un nombre N donné d'évaluations du modèle, il s'agit de répartir ces N points de manière homogène dans l'espace des paramètres de dimension d afin de permettre l'exploration de la totalité de l'espace. Il est nécessaire de déterminer les N jeux de paramètres \underline{X} en utilisant un générateur aléatoire ou pseudo-aléatoire capable de fournir pour chaque paramètre une valeur cohérente avec sa distribution et son intervalle de variation.

A titre d'exemple, on considère deux paramètres X_1 et X_2 qui sont décrits par une loi uniforme $\mathcal{U}(0, 1)$. On cherche à déterminer la position d'un ensemble de $N = 32$ points dans l'espace des paramètres, ce que l'on appelle un plan d'expérience (DOE/*Design Of Experiment* en anglais).

La méthode de Monte-Carlo (Figure IV.4a) détermine pour chaque point des coordonnées aléatoires suivant les distributions de chaque paramètre. Cette méthode simple a le défaut de converger en $1/\sqrt{N}$, ce qui a tendance à créer des groupes et des vides dans l'espace des pa-

ramètres pour des petits nombres N . Certaines zones de l'espace des paramètres (ici le plan (X_1, X_2)) ne sont pas explorées et d'autres très explorées.

Pour mesurer "l'homogénéité" de l'exploration de l'espace des paramètres, on peut utiliser la discrépance de l'ensemble. En prenant un point de vue simplifié, si l'on prend un rectangle de surface $\mathcal{P} \leq 1$ à un endroit du domaine et que l'on compare le nombre de points contenus dans ce carré $N_{\mathcal{P}}$ avec le rapport entre le nombre total de points N et la surface du carré \mathcal{P} , *i.e.* la densité moyenne de points, on obtient une mesure de la discrépance. Si l'ensemble est parfaitement uniformément réparti, alors il y a égalité : $N_{\mathcal{P}} = N/\mathcal{P}$, $\forall \mathcal{P} \in [0, 1]$. Si l'ensemble n'est pas uniformément réparti, il n'y a pas égalité partout et la discrépance augmente en fonction du "nombre" de rectangles qui ne respectent pas ce critère.

Pour la méthode de Monte-Carlo, on découpe le domaine en huit sous-domaines, ici des rectangles, représentant $1/8$ de la surface du carré unité délimitant l'espace des paramètres. Pour ce cas, il est nécessaire de compter $32/8 = 4$ points par sous-domaine pour considérer que l'ensemble est bien uniformément réparti. La méthode Monte Carlo présente des sous-domaines avec seulement deux points et d'autres avec sept points (Figure IV.4a). Cet ensemble présente une discrépance importante et n'est donc pas optimal dans le sens de l'exploration uniforme de l'espace des paramètres.

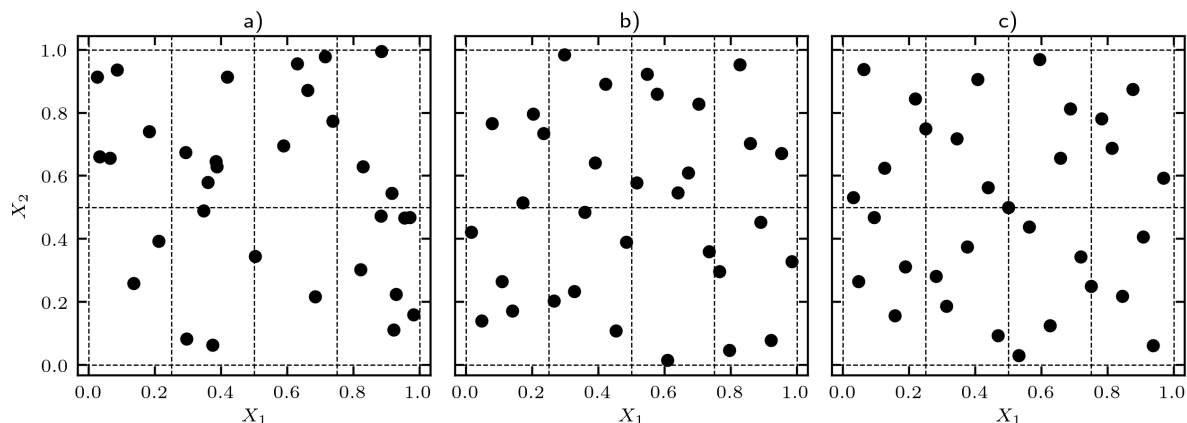


Figure IV.4 – Génération d'un ensemble de 32 points pour les deux paramètres X_1 et X_2 suivant des lois uniformes $\mathcal{U}(0,1)$ avec les méthodes a) Monte-Carlo, b) hypercube latin (LHS) et c) séquence de Sobol (QMC).

On peut améliorer la répartition aléatoire en utilisant une répartition par hypercube latin (LHS/*Latin Hypercube Sampling*, en anglais). Cette méthode consiste à découper l'espace des paramètres en une grille de N lignes et N colonnes uniformément réparties. Ensuite, pour chaque ligne, on place de manière aléatoire un point sur une colonne en prenant le soin de ne jamais mettre un point sur une colonne sur laquelle un point a déjà été placé. De fait, il existe un point unique pour chaque couple de ligne et de colonne. L'espacement entre deux points est donc un multiple de $1/N$ dans les deux directions. La méthode LHS évite une surreprésentation dans l'échantillon d'un sous-domaine de l'espace. Cependant, il reste des sous-domaines de l'exemple (Figure IV.4b) avec seulement trois points et d'autres avec cinq points, ce qui implique une discrépance encore non-optimale. Il existe cependant une méthode dérivée de la méthode LHS, qui permet de forcer le nombre de points dans des sous-domaines donnés, appelée échantillonnage

orthogonal. Dans les deux cas, il est nécessaire de connaître le nombre de points N à l'avance pour créer ce type d'échantillonnage.

Il existe une autre classe de méthodes appelée "suites à faible discrédance". Parmi ces méthodes, on retrouve les séquences de Sobol [Sobol', 1967] ou d'Halton [Halton, 1960]. Ces suites font partie des méthodes quasi-aléatoires (QMC/*Quasi Monte Carlo*) du fait du déterminisme du calcul des éléments de la suite et du fait qu'elles possèdent des propriétés proches des tirages aléatoires ou pseudo-aléatoires. Ces suites sont dotées de propriétés très intéressantes dans le cadre de l'échantillonnage pour les études de sensibilité telles que menées dans ce travail.

La première propriété est la faible discrédance inhérente à la méthode. Dans l'exemple de l'espace à deux paramètres, la séquence de Sobol permet d'obtenir des sous-domaines possédant exactement quatre points, ce qui est le compte exact pour obtenir une répartition uniforme des points dans l'espace (Figure IV.4c). Il est à noter que les sous-domaines sont fermés en bas et à gauche et ouverts en haut et à droite.

Une seconde propriété intéressante est la cohérence de la suite sur le nombre d'échantillons N . Les N premiers points d'une séquence de Sobol de $(N+1)$ points seront exactement les mêmes que les N points d'une séquence de Sobol à N points. Pour des modèles dont l'évaluation est très chère (comme les modèles couplés feu-atmosphère), il est donc possible de réaliser des études par étapes successives. Une première étude peut être menée avec N_1 points. Si les résultats de cette étude ne sont pas satisfaisants, on peut réaliser une étude sur $N_2 > N_1$ points en devant réaliser $(N_2 - N_1)$ nouvelles évaluations du modèle. Avec une autre méthode (Monte Carlo ou LHS) il serait nécessaire de recalculer l'évaluation du modèle pour l'intégralité des N_2 points.

Enfin, la bonne répartition des points dans l'espace des paramètres permet une meilleure convergence des méthodes de calcul des indices de Sobol. Ceci permet de réaliser un nombre N d'évaluations du modèle plus faible et donc de limiter le coût de calcul des indices de Sobol.

Pour les raisons énoncées ci-dessus, on choisit de générer les espaces de paramètres à l'aide de séquences de Sobol pour toutes les études de sensibilité menées dans ce travail. Avant d'utiliser ces méthodes de calcul pour les paramétrisations de la vitesse de propagation et de flux de chaleur, la validation de l'implémentation des méthodes a été réalisée sur des cas usuels d'analyse de sensibilité (Annexe F).

IV.4 Résultats de l'analyse de sensibilité globale

On étudie ici la sensibilité paramétrique de la vitesse de propagation représentée par le modèle de Balbi [Santoni et al., 2011] décrit en Annexe de l'article (Section II.2). Ce modèle propose d'une part, le calcul de la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 , qui représente la vitesse de propagation des flancs et de l'arrière du feu. Il propose d'autre part, le calcul de la vitesse de propagation \mathcal{R} , qui prend en compte l'influence du vent et qui représente la propagation de la tête du front de feu (correspondant à la partie du front de feu dans la direction dominante du vent). Ces deux termes sont étudiés ici de manière indépendante.

IV.4.1 Sensibilité paramétrique de la vitesse de propagation

IV.4.1.a Vitesse de propagation sans vent

On s'intéresse, dans un premier temps, à la vitesse de propagation sans vent (ce qui correspond au cas $\gamma = 0$).

Définition des paramètres. Tous les paramètres variables perturbés suivent des lois uniformes (Tableau IV.1). Les paramètres U_0 et ρ_a n'étant pas utilisés dans la formulation de \mathcal{R}_0 , on les fixe à une valeur nominale. Les autres paramètres sont définis comme des constantes. Il y a $d = 14$ paramètres perturbés.

Analyse d'incertitude. La vitesse de propagation sans vent moyenne de l'ensemble est de 0.52 m s^{-1} avec une valeur minimale de 0.15 m s^{-1} et une valeur maximale de 1.85 m s^{-1} (Figure IV.5). Même si les valeurs de vitesse sont principalement regroupées autour de la moyenne, on observe une variabilité qui peut aller jusqu'à un facteur 10 entre les valeurs minimale et maximale. Les jeux de paramètres donnant une propagation extrême sont assez rares.

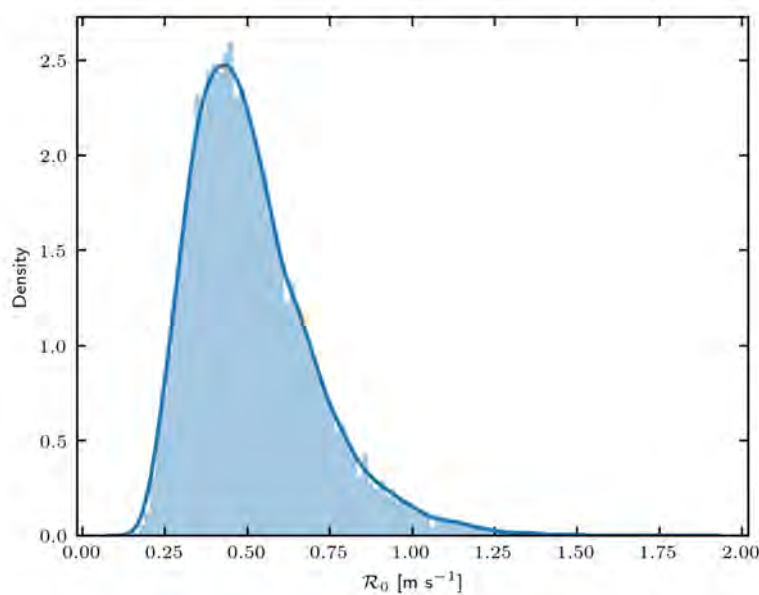


Figure IV.5 – Distribution statistique de la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 avec la paramétrisation de Balbi pour $N = 20\,000$ avec $d = 14$ paramètres perturbés (Tableau IV.1)

Paramètre	Symbole	Borne inférieure	Borne supérieure	Unité
Paramètres perturbés				
Capacité calorifique du combustible	c_p	1720	2100	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Hauteur du couvert végétal	e	1	2	m
Indice foliaire	LAI	2	6	–
Humidité du combustible mort	M_d	5	15	%
Humidité du combustible vivant	M_l	60	100	%
Rapport surface-volume mort	s_d	4250	5750	m^{-1}
Rapport surface-volume vivant	s_l	4250	5750	m^{-1}
Température de l'air	T_a	270	330	K
Température d'inflammation	T_i	400	600	K
Enthalpie de combustion	ΔH	14.66	16.20	MJ kg^{-1}
Densité du combustible mort	ρ_d	300	500	kg m^{-3}
Densité du combustible vivant	ρ_l	300	500	kg m^{-3}
Charge du combustible mort	σ_d	0.8	1.2	kg m^{-2}
Charge du combustible vivant	σ_l	0.05	0.15	kg m^{-2}
Paramètres inutilisés pour le calcul de \mathcal{R}_0				
Vitesse du vent	U_0	0		m s^{-1}
Densité de l'air	ρ_a	1.2		kg m^{-3}
Constantes de la paramétrisation				
Capacité calorifique de l'air	c_{pa}	1004		$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Constante de vitesse	r_{00}	$2.5 \cdot 10^{-5}$		m s^{-1}
Stœchiométrie	s_t	8.3		–
Enthalpie d'évaporation de l'eau	Δh	2.5		MJ kg^{-1}
Paramètre du temps de résidence	τ_0	75590		s m^{-1}
Fraction de transfert radiatif	χ_0	0.3		–

Tableau IV.1 – Paramètres des distributions uniformes utilisés pour l'étude de sensibilité de la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 de la paramétrisation de Balbi

Analyse de sensibilité. À partir de cette distribution, on estime l'influence des différents paramètres sur \mathcal{R}_0 (Figure IV.6). On calcule les indices de Sobol de premier ordre à l'aide des trois méthodes (LR, DLR, Saltelli), et les indices de Sobol totaux avec la méthode de Saltelli.

Il y a sept paramètres qui se détachent dans ce calcul, par ordre d'importance : la hauteur du couvert végétal e , la température d'inflammation T_i , l'humidité du combustible mort M_d , la température de l'air T_a , l'enthalpie de combustion ΔH , la densité du combustible mort σ_d , et la densité du combustible vivant σ_l . On remarque que les deux températures, *i.e.* la température de l'air T_a et la température d'inflammation T_i , ont de l'influence. En réalité, comme la différence $\Delta T = T_i - T_a$ apparaît dans les expressions, modifier l'une ou l'autre revient au même. Comme T_i a une plus grande variance au départ, l'indice de premier ordre est plus grand pour ce paramètre. Par la suite, on conserve uniquement T_i comme température à perturber, car T_a est fixée par la température moyenne de l'air de la simulation atmosphérique. L'étude montre un fort impact de la température d'allumage sur la propagation sans vent, valeur qui est souvent fixée à une valeur par défaut, car il est difficile d'en avoir une estimation précise. Les propriétés du combustible mort ont globalement une influence plus importante que les paramètres du combustible vivant.

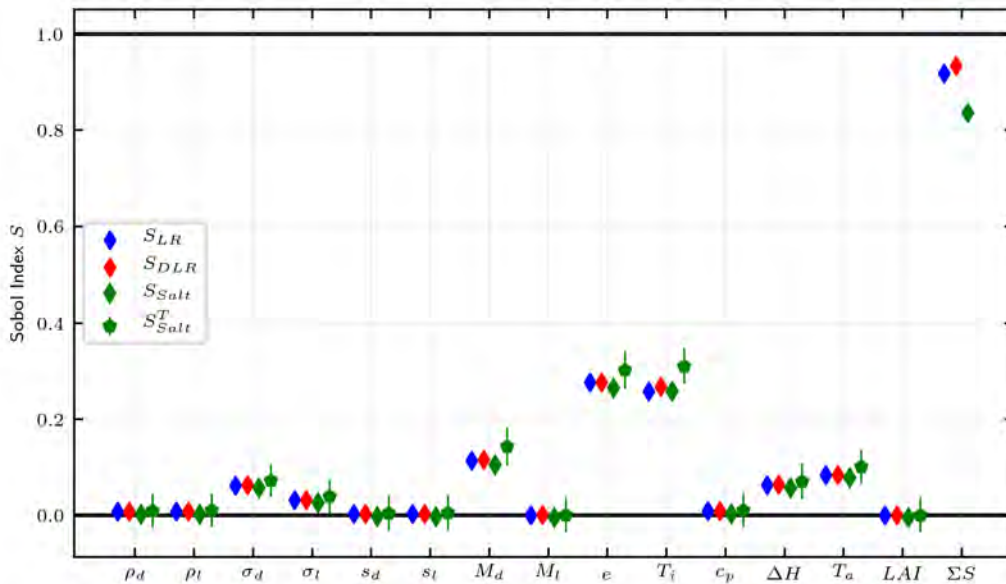


Figure IV.6 – Indices de Sobol pour la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 avec $N = 20\,000$, et $d = 14$ paramètres perturbés (Tableau IV.1). $m = 50$ pour la méthode DLR. Les losanges représentent les indices de premier ordre pour les méthodes LR, DLR et Saltelli. Les pentagones représentent les indices totaux pour la méthode de Saltelli. Les barres d’erreur de la méthode de Saltelli sont représentées par les barres verticales. La somme des indices du premier ordre est représentée en dernière colonne.

Afin d’affiner les évaluations des indices pour les six paramètres les plus influents, on relance le calcul avec comme paramètres perturbés les six variables précédemment identifiées. Les résultats sont présentés dans le Tableau IV.2.

Paramètre	Symbole	S	S^T
Hauteur du couvert végétal	e	0.32	0.35
Température d’inflammation	T_i	0.31	0.34
Humidité du combustible mort	M_d	0.13	0.16
Enthalpie de combustion	ΔH	0.07	0.08
Charge du combustible mort	σ_d	0.07	0.08
Charge du combustible vivant	σ_l	0.04	0.04
Somme		0.95	

Tableau IV.2 – Indices de Sobol, triés par ordre décroissant, calculés avec la méthode de Saltelli pour les six paramètres les plus influents sur la vitesse propagation sans vent \mathcal{R}_0 de la paramétrisation de Balbi

Plus de 60% de la variance de la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 est expliquée par deux paramètres uniquement : la hauteur du combustible e , et la température d’inflammation T_i . Le premier est facilement mesurable pour des combustibles homogènes, mais est plus difficile à estimer pour des combustibles hétérogènes. Quant à la température d’inflammation T_i , c’est une donnée difficilement accessible et pourtant très influente dans BLAZE. L’assimilation de données pourrait permettre de recalibrer cette valeur pour obtenir une propagation plus réaliste.

95% de la variabilité de la sortie peut être expliquée par des relations linéaires entre entrées et sortie (Tableau IV.2). Il existe cependant des relations d’interaction entre variables, en particulier pour la hauteur du couvert végétal e , la température d’inflammation T_i et l’humidité du combustible mort M_d , pour lesquelles les indices du premier ordre et les indices totaux ne

sont pas identiques. On peut raisonnablement estimer que la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 évolue linéairement pour les trois autres paramètres $(\Delta H, \sigma_d, \sigma_l)$. On peut écrire la vitesse de propagation sans vent comme une fonction des six paramètres les plus influents :

$$\mathcal{R}_0 = \alpha \sigma_d + \beta \sigma_M + \eta \Delta H + \mathcal{G}(e, T_i, M_d), \quad (\text{IV.7})$$

avec $(\alpha, \beta, \eta) \in \mathbb{R}^3$, et \mathcal{G} une fonction non-linéaire. Le fait d'avoir une incertitude élevée sur ces six paramètres implique une incertitude élevée sur la vitesse de propagation sans vent.

IV.4.1.b Vitesse de propagation avec vent

On reprend l'étude précédente en ajoutant l'effet du vent ($\gamma \geq 0$).

Définition des paramètres. On réutilise les mêmes distributions uniformes pour les paramètres d'entrée (Tableau IV.1) et on ajoute le vent $U_0 = \mathcal{U}(0, 8) \text{ m s}^{-1}$ en tant que paramètre d'entrée à perturber. Comme la densité de l'air ρ_a est utilisée dans l'expression de la vitesse de propagation \mathcal{R} , elle est ajoutée en tant que paramètre d'entrée $\rho_a = \mathcal{U}(1.0, 1.4) \text{ kg m}^{-3}$. Cette étude est donc menée sur $d = 16$ paramètres au total (Tableau IV.3).

Analyse d'incertitude. La moyenne de la distribution statistique de la vitesse de propagation \mathcal{R} (Figure IV.7) est égale à 1.44 m s^{-1} , la valeur minimale est 0.17 m s^{-1} et la valeur maximale 9.91 m s^{-1} . La vitesse de propagation moyenne est 2.8 fois plus importante avec la présence du vent. La vitesse minimale est très proche entre les deux configurations (avec et sans vent). La valeur maximale de la vitesse est très rapide (5.4 fois plus grande que dans le cas sans vent) mais ne représente que quelques cas isolés. La distribution est dense autour de la moyenne mais permet une représentation de situations extrêmes, à la fois des vitesses de propagation très lentes et très rapides. On cherche à déterminer quels sont les facteurs les plus influents dans cette situation.

Analyse de sensibilité. Le vent incident U_0 est le facteur le plus influent (Figure IV.8), ce qui était attendu. De la même manière que pour l'étude sur la vitesse de propagation sans vent, on sélectionne les six paramètres les plus influents pour affiner les résultats de l'analyse (Figure IV.8) : le vent incident U_0 , l'indice foliaire LAI , la température d'inflammation T_i , l'humidité du combustible mort M_d , la densité du combustible mort ρ_d , et la hauteur du couvert végétal e . Les résultats obtenus par l'analyse de sensibilité globale avec les six paramètres retenus sont donnés dans le Tableau IV.4.

Le vent explique presque 50% de la variance de la vitesse de propagation. C'est donc un facteur prépondérant dans la variabilité de la vitesse du feu. Ceci conforte l'idée qu'un modèle couplé feu-atmosphère peut aider à réduire l'incertitude sur la propagation du front de feu.

Par rapport au cas sans vent, on retrouve la température d'inflammation T_i , l'humidité du combustible mort M_d , et la hauteur du combustible e comme facteurs dominants. De nouveaux paramètres font leur entrée en tant que paramètres influents comme l'indice foliaire LAI et la densité du combustible mort ρ_d . Il est intéressant de noter que les paramètres influençant la

Paramètre	Symbole	Borne inférieure	Borne supérieure	Unité
Paramètres perturbés				
Capacité calorifique du combustible	c_p	1720	2100	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Hauteur du couvert végétal	e	1	2	m
Indice foliaire	LAI	2	6	–
Humidité du combustible mort	M_d	5	15	%
Humidité du combustible vivant	M_l	60	100	%
Rapport surface-volume mort	s_d	4250	5750	m^{-1}
Rapport surface-volume vivant	s_l	4250	5750	m^{-1}
Température de l'air	T_a	270	330	K
Température d'inflammation	T_i	400	600	K
Vitesse du vent	U_0	0	8	m s^{-1}
Enthalpie de combustion	ΔH	14.66	16.20	MJ kg^{-1}
Densité de l'air	ρ_a	1	1.4	kg m^{-3}
Densité du combustible mort	ρ_d	300	500	kg m^{-3}
Densité du combustible vivant	ρ_l	300	500	kg m^{-3}
Charge du combustible mort	σ_d	0.8	1.2	kg m^{-2}
Charge du combustible vivant	σ_l	0.05	0.15	kg m^{-2}
Constantes de la paramétrisation				
Capacité calorifique de l'air	c_{pa}	1004		$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Constante de vitesse	r_{00}	$2.5 \cdot 10^{-5}$		m s^{-1}
Stœchiométrie	s_t	8.3		–
Enthalpie d'évaporation de l'eau	Δh	2.5		MJ kg^{-1}
Paramètre du temps de résidence	τ_0	75590		s m^{-1}
Fraction de transfert radiatif	χ_0	0.3		–

Tableau IV.3 – Paramètres des distributions uniformes utilisés pour l'étude de sensibilité de la vitesse de propagation avec vent \mathcal{R} de la paramétrisation de Balbi.

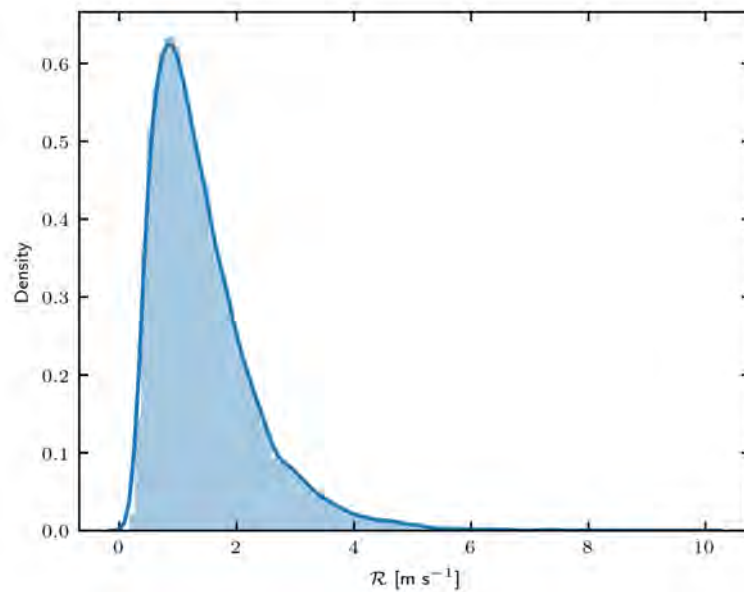


Figure IV.7 – Même légende que la Figure IV.5 pour la vitesse de propagation \mathcal{R} avec vent et avec $d = 16$ paramètres perturbés (Tableau IV.3)

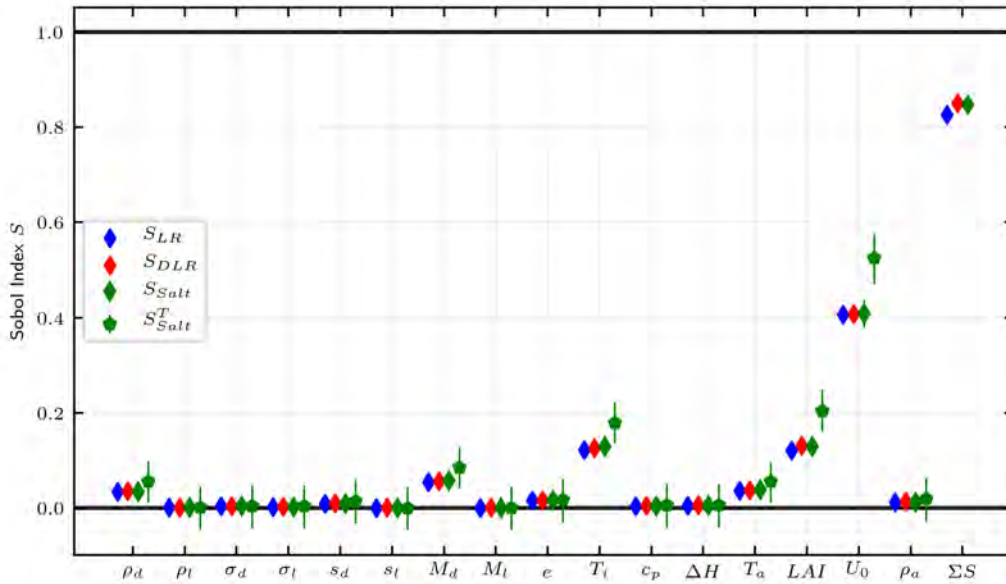


Figure IV.8 – Même légende que la Figure IV.6 pour la vitesse de propagation avec vent \mathcal{R} , avec $d = 16$ paramètres perturbés (Tableau IV.3)

Paramètre	Symbole	S	S^T
Vitesse du vent	U_0	0.46	0.56
Indice foliaire	LAI	0.15	0.22
Température d'inflammation	T_i	0.14	0.19
Humidité du combustible mort	M_d	0.06	0.09
Densité du combustible mort	ρ_d	0.04	0.06
Hauteur du couvert végétal	e	0.02	0.02
Somme		0.86	

Tableau IV.4 – Même légende que le Tableau IV.2 pour la vitesse de propagation avec vent \mathcal{R} de la paramétrisation de Balbi

vitesse de propagation avec ou sans vent ne sont pas identiques. Dans une approche d'assimilation de données, on pourrait corriger une variable influente sur la propagation de la tête du front de feu sans impacter les flancs et l'arrière du feu, et inversement. Par exemple, changer le LAI aura une influence importante sur la tête du front de feu mais sera négligeable à l'arrière. En revanche, modifier la densité de combustible mort ρ_d aura une influence sur l'arrière du feu mais pas sur la tête du front de feu.

On note également que la différence entre indices de premier ordre et indices totaux (correspondant à la part de non-additivité du modèle) est plus importante dans le cas avec vent (9% d'écart). Dans la formulation de Balbi, le vent intervient dans l'inclinaison de la flamme. Les propriétés de cette flamme dépendent également des autres paramètres du modèle, l'influence du vent est donc intrinsèquement liée aux autres variables principales du modèle. Ceci signifie que pour l'assimilation de données, ces paramètres ne peuvent pas être considérés comme indépendants.

IV.4.2 Sensibilité paramétrique des flux de chaleur

Les flux de chaleur calculés par BLAZE dépendent de certains paramètres du combustible. Les flux sont déterminés à partir de l'énergie disponible dans une maille, notée ASE pour l'énergie sensible et AWC pour le contenu en eau. On rappelle ici les formules de calcul de ces grandeurs :

$$ASE = \frac{E_c (1 - \chi_0) \sigma_d \Delta H}{1 + M_d}, \quad (\text{IV.8})$$

$$AWC = \sigma_d M_d + \sigma_l M_l, \quad (\text{IV.9})$$

avec $E_c = 0.5$ une constante du modèle représentant l'efficacité de combustion. On reprend les mêmes distributions uniformes que pour l'étude sur la vitesse de propagation (Tableau IV.1) en sélectionnant uniquement les paramètres qui apparaissent dans les expressions (Équations IV.8-IV.9).

IV.4.2.a Énergie sensible disponible

Les paramètres perturbés dans cette étude sont donnés dans le Tableau IV.5.

Paramètre	Symbole	Borne inférieure	Borne supérieure	Unité
Paramètres perturbés				
Humidité du combustible mort	M_d	5	15	%
Enthalpie de combustion	ΔH	14.66	16.20	MJ kg ⁻¹
Charge du combustible mort	σ_d	0.8	1.2	kg m ⁻²
Constantes de la paramétrisation				
Efficacité de combustion	E_c	0.5		–
Fraction de transfert radiatif	χ_0	0.3		–

Tableau IV.5 – Paramètres des distributions uniformes utilisés pour l'étude de l'énergie sensible disponible ASE de la paramétrisation du flux de chaleur sensible de BLAZE

Analyse d'incertitude. La moyenne de la distribution de l'ASE (Figure IV.9) est égale à 4.9 MJ m⁻², la valeur minimale est 3.14 MJ m⁻² et la valeur maximale 6.94 MJ m⁻². Cette distribution est relativement uniforme entre 3.5 et 6 MJ m⁻². Il n'y a pas de valeur privilégiée (contrairement à la vitesse de propagation).

Analyse de sensibilité. La Figure IV.10 montre les indices de Sobol pour les trois paramètres perturbés. La charge en combustible mort σ_d se détache nettement des deux autres paramètres puisqu'elle explique 95% de la variance de l'ASE. L'enthalpie de combustible ΔH en explique 2.6% et l'humidité du combustible mort M_d 2.2%. La somme des indices de premier ordre étant très proche de 1, on peut décrire le modèle comme additif. Cette très grande disproportion dans l'explication de la variance pour une expression simple est due à la différence de variabilité des paramètres d'entrée. En effet, le coefficient de variation de σ_d (rapport de la variance sur la moyenne) est grande par rapport au coefficient de variation de l'enthalpie de combustion.

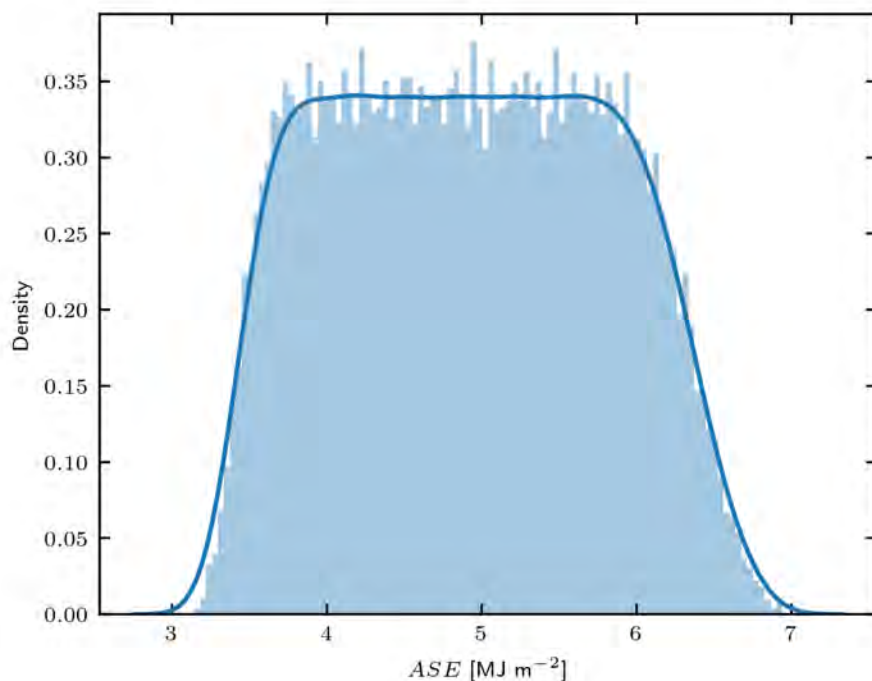


Figure IV.9 – Même légende que la Figure IV.5 pour l'énergie sensible disponible ASE avec $d = 3$ paramètres perturbés (Tableau IV.5)

C'est donc ce paramètre qui contrôle la variance du numérateur de l'expression de l'ASE (Équation IV.8). D'autre part, la variance de l'humidité du combustible mort est faible, ce qui explique le faible impact de cette variable sur l'ASE. L'énergie sensible disponible est donc principalement contrôlée par la charge de combustible mort σ_d . La répartition temporelle et spatiale de cette énergie disponible dépend du temps de résidence ($\tau_f = \tau_0/s_d$) et de la paramétrisation de flux utilisée (CST, EXP, EXS).

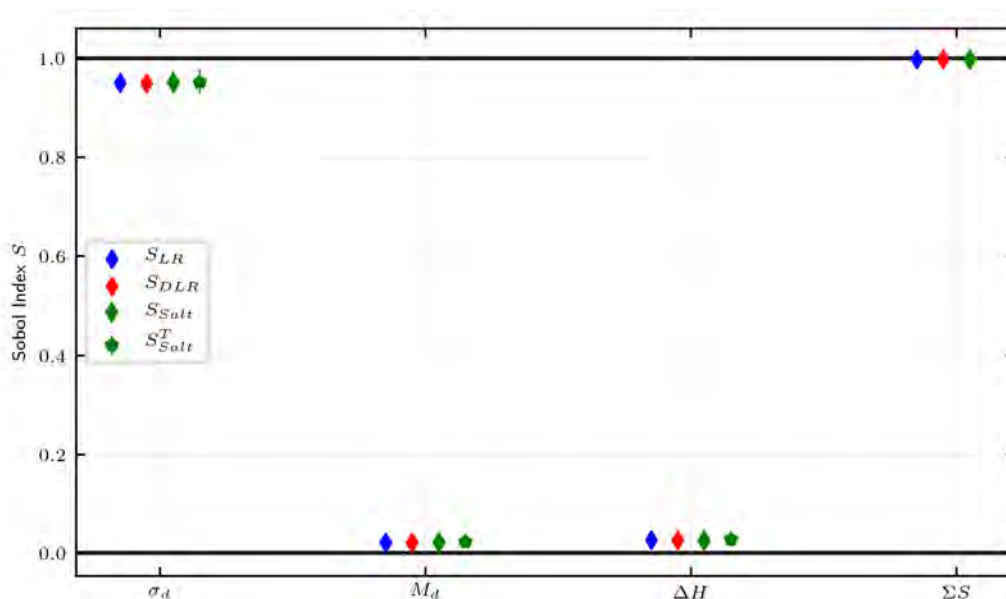


Figure IV.10 – Même légende que la Figure IV.6 pour l'énergie sensible disponible ASE avec $d = 3$ paramètres perturbés (Tableau IV.5)

IV.4.2.b Contenu en eau disponible

Les paramètres utilisés pour cette étude sont donnés dans le Tableau IV.6.

Paramètre	Symbole	Borne inférieure	Borne supérieure	Unité
Paramètres perturbés				
Humidité du combustible mort	M_d	5	15	%
Humidité du combustible vivant	M_l	60	100	%
Charge du combustible mort	σ_d	0.8	1.2	kg m ⁻²
Charge du combustible vivant	σ_l	0.05	0.15	kg m ⁻²

Tableau IV.6 – Paramètres des distributions uniformes utilisés pour l'étude du contenu en eau disponible AWC de la paramétrisation du flux de chaleur latente de BLAZE

Analyse d'incertitude. La moyenne de la distribution de l'AWC (Figure IV.11) obtenue est égale à 0.17 kg m⁻², la valeur minimale est 0.08 kg m⁻², et la valeur maximale est 0.33 kg m⁻². Ici la distribution proche d'une gaussienne est plus centrée sur sa valeur moyenne. Le contenu en eau disponible AWC montre donc une valeur privilégiée.

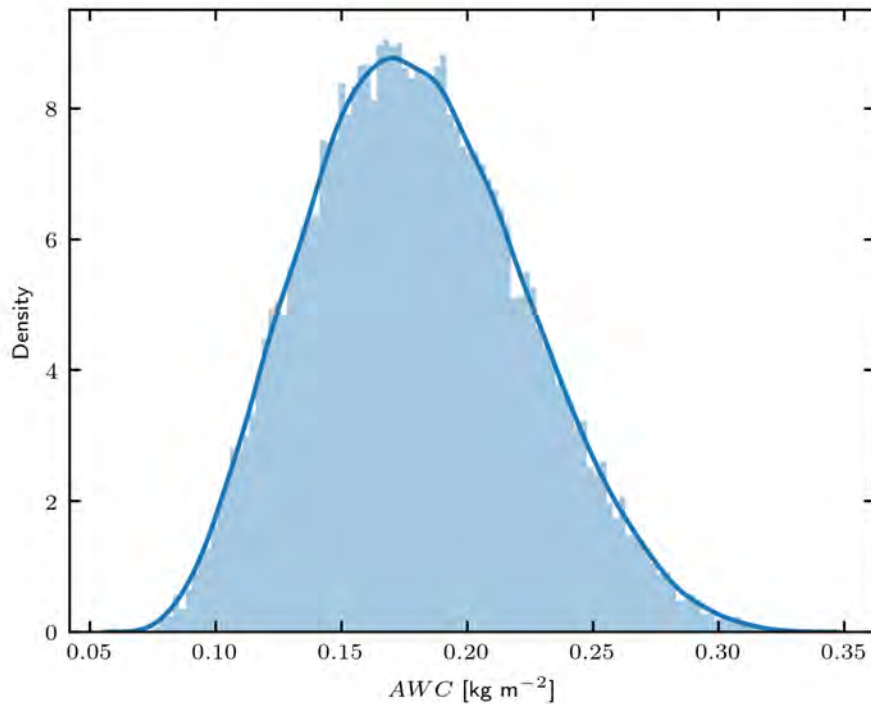


Figure IV.11 – Même légende que la Figure IV.5 pour le contenu en eau disponible AWC avec $d = 4$ paramètres perturbés (Tableau IV.6)

Analyse de sensibilité. La Figure IV.12 montre les indices de Sobol associés à l'AWC pour les quatre paramètres perturbés. C'est l'humidité du combustible mort M_d qui est le facteur prépondérant avec 45% de variance expliquée, puis par ordre décroissant : la charge en combustible vivant σ_l , celle en combustible mort σ_d , et l'humidité du combustible vivant M_l . Ici encore, c'est le coefficient de variation qui explique ces résultats. L'humidité du combustible mort M_d varie

beaucoup relativement à sa valeur moyenne, et est multipliée par une grande valeur de la charge de combustible mort σ_d . Pour cette raison, c'est l'humidité qui détermine la variabilité de la contribution du combustible mort à l'AWC. À l'inverse, pour le combustible vivant, la charge σ_l est plutôt faible et l'humidité M_l importante. La variabilité de la charge de combustible vivant σ_l domine donc la contribution du combustible vivant à l'AWC.

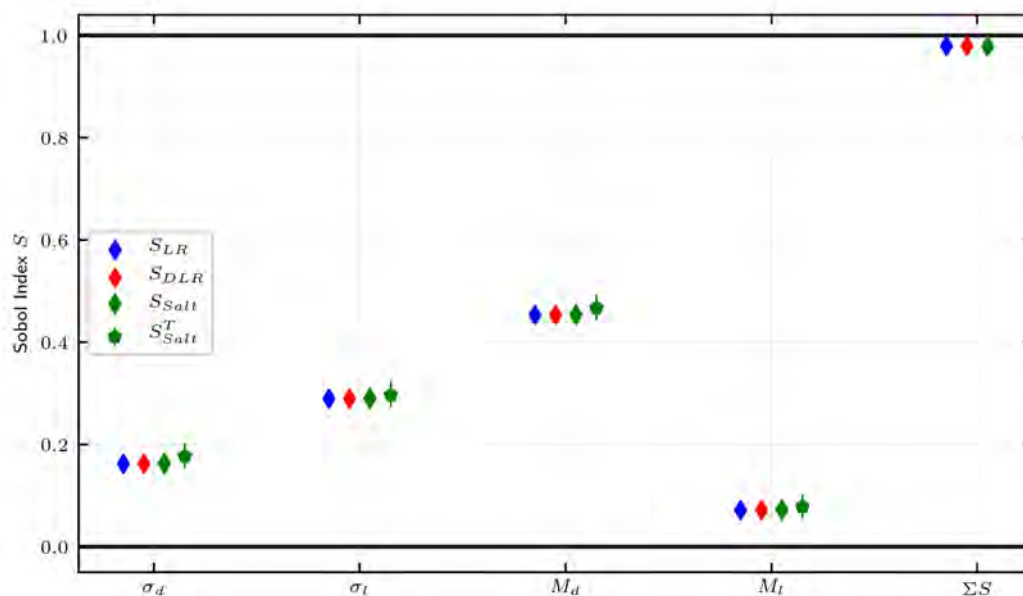


Figure IV.12 – Même légende que la Figure IV.6 pour le contenu en eau disponible AWC avec $d = 4$ paramètres perturbés (Tableau IV.6)

IV.5 Conclusion

Dans le cadre de l'étude du système couplé MÉSONH-BLAZE, ce chapitre a permis l'identification des incertitudes de ce système sur chacune de ses composantes (MÉSONH, BLAZE et le couplage entre les deux modèles).

Ce chapitre a également permis l'identification des paramètres les plus influents sur la vitesse de propagation donnée par la paramétrisation de Balbi et les flux de chaleur via une analyse de sensibilité globale (Tableau IV.7). La méthode de Sobol a été choisie pour calculer les indices de sensibilité de premier ordre et totaux, car elle permet une exploration de la totalité de l'espace des paramètres d'entrée, le calcul des facteurs d'importance relative de premier ordre pour chaque paramètre, et l'évaluation des interactions possibles entre les paramètres. L'échantillonnage de l'espace des paramètres d'entrée a été réalisé par des séquences de Sobol choisies pour leurs propriétés de faible discrédance et d'additivité.

Les résultats montrent l'influence de trois paramètres (la température d'inflammation T_i , l'humidité du combustible mort M_d , et la charge du combustible mort σ_d) sur plusieurs variables du modèle couplé. La vitesse du vent U_0 et la hauteur du couvert végétal e impactent une unique variable mais de manière significative. Aussi ces cinq paramètres constituent des paramètres pertinents à corriger par assimilation de données.

Paramètre	Symbole	\mathcal{R}_0	\mathcal{R}	ASE	AWC
Vitesse du vent	U_0		1		
Indice foliaire	LAI		2		
Température d'inflammation	T_i	2	3		
Humidité du combustible mort	M_d	3	4		1
Hauteur du couvert végétal	e	1			
Humidité du combustible vivant	M_l				4
Enthalpie de combustion	ΔH	4			
Charge du combustible mort	σ_d	5		1	3
Charge du combustible vivant	σ_l				2

Tableau IV.7 – Ordre d'influence des paramètres du combustible ayant un indice de Sobol de premier ordre supérieur à 0.05 pour la vitesse de propagation sans vent \mathcal{R}_0 et avec vent \mathcal{R} de la paramétrisation de Balbi, pour l'énergie sensible disponible ASE et le contenu en eau disponible AWC

L'analyse de sensibilité ici ne prend pas en compte la variabilité spatiale et temporelle du phénomène de propagation. Une perspective directe de ce travail est de réaliser une étude de sensibilité globale avec les mêmes jeux de paramètres pour caractériser l'influence des paramètres sur un front propagé par BLAZE en termes de forme ou de direction de propagation privilégiée par exemple. En revanche, pour aller vers une étude de sensibilité des variables atmosphériques de MÉSONH, l'utilisation directe des méthodes de Sobol est impossible du fait du très grand nombre de réalisations requises N . Il est nécessaire d'avoir recours à un métamodèle (un modèle statistique reproduisant la relation entrées-sorties obtenue avec le modèle couplé MÉSONH-BLAZE mais très rapide à évaluer) pour réaliser l'analyse de sensibilité.

Conclusions et Perspectives

L'objectif général de la thèse était de développer, valider et appliquer un système de modélisation couplé feu-atmosphère performant, capable de simuler les interactions feu-atmosphère d'un incendie.

La première partie de ce travail de thèse a été consacrée au développement et à la validation du modèle de feu BLAZE dont le code est directement intégré au code du modèle atmosphérique MÉSONH [Lafore et al., 1998; Lac et al., 2018]. BLAZE repose sur un modèle de propagation de front basé sur la paramétrisation de Balbi [Santoni et al., 2011] pour le calcul de la vitesse de propagation. Il utilise une méthode "level-set" résolue par des schémas numériques du troisième ordre (Runge-Kutta d'ordre 3 / WENO d'ordre 3). Deux termes de viscosité artificielle sont ajoutés sur la fonction "level-set" et sur le champ de vitesse de propagation pour assurer la robustesse des simulations. BLAZE intègre une méthode innovante de calcul de la surface sous-maille en cours de brûlage (EFFF/*Explicit Fire Front Reconstruction*) pour le calcul des flux de chaleur produits par le foyer de combustion qui a fait l'objet d'un article soumis pour publication dans le *Fire Safety Journal*. Cette méthode permet d'obtenir une convergence en maillage des flux de chaleur avec une résolution dix fois plus grossière que la méthode utilisée dans WRF-SFIRE pour une même précision. En utilisant un maillage de feu moins résolu, le modèle BLAZE utilise donc moins de ressources numériques pour le calcul de la propagation. Le modèle couplé MÉSONH-BLAZE peut être utilisé dans trois modes de couplage (unidirectionnels et bidirectionnel), permettant d'étudier indépendamment les mécanismes d'influence ou de simuler les effets de rétroaction entre le feu et l'atmosphère.

La validation du système couplé a été réalisée sur des cas canoniques et sur le brûlage dirigé FireFlux I. L'étude sur ce cas de brûlage dirigé a montré une bonne représentation de l'écoulement induit par le feu à 25 m et 10 m de résolution horizontale. Une étude de sensibilité sur la paramétrisation des flux de chaleur a montré que prendre en compte les flux de chaleur de la zone de braises (dans laquelle se poursuit une combustion lente sans flamme) a un impact sur la forme du front. Une autre étude de sensibilité a montré l'influence majeure de la turbulence atmosphérique sur la propagation et sur l'écoulement induit par le feu, et la nécessité de réaliser des ensembles de simulations pour la prendre en compte.

Dans une seconde partie, ce travail de thèse s'est concentré sur l'étude de la compressibilité de l'atmosphère dans le cadre de la simulation incendie. Une version compressible de MÉSONH développée pour l'atmosphère sèche a été étendue pour l'atmosphère humide. Ce système d'équations a tout d'abord été validé sur des cas de complexité croissante. Le brûlage dirigé FireFlux I a ensuite été simulé avec le système MÉSONH-BLAZE en utilisant les versions anélastique et compressible de MÉSONH aux résolutions de 25 m et 10 m. Les différences entre les deux systèmes apparaissent principalement à 10 m de résolution, avec une accélération du vent horizontal à l'avant du front, pilotée par une forte convergence de basse couche. À cette même résolution, l'énergie cinétique turbulente est plus importante avec le système compressible à cause de la présence de petites structures tourbillonnaires associées à des ondes de gravité induites par

la convection forcée par le feu. La compressibilité de l'air proche du feu dans la conservation de la masse est ainsi identifiée comme un élément d'influence pour les modélisations couplées feu-atmosphère à très haute résolution.

Dans une troisième partie, les incertitudes sur le modèle couplé ont été identifiées. Des analyses de sensibilité paramétrique sur la paramétrisation de la vitesse de front de Balbi et les paramétrisations de flux de chaleur de BLAZE ont été réalisées. En vue d'utiliser une méthode d'assimilation de données pour le système couplé, ces analyses ont permis d'identifier les paramètres les plus influents sur la propagation du feu.

Les éléments étudiés pendant cette thèse sont résumés sur la Figure IV.13. Les perspectives à ce travail sont nombreuses et sont présentées ci-dessous.

Évolution du modèle MésoNH-Blaze. Le modèle BLAZE ne prend pas en compte pour le moment le relief et ne permet pas de simuler des incendies sur zones de relief. La prise en compte de la pente dans la paramétrisation de Balbi est une étape importante pour l'utilisation du système couplé sur des cas réels. Le calcul de la pente peut être réalisé à partir de l'orographie déjà présente dans les variables de MÉSONH ou à partir d'une carte altimétrique de plus haute résolution donnée en entrée de BLAZE. Le système pourrait ensuite être évalué sur des cas de plus grande échelle qu'un brûlage dirigé, comme par exemple en régions méditerranéennes (Corse, Sud-Est de la France, frontière franco-espagnole), où la prise en compte du relief est essentielle.

Ainsi complété, le modèle couplé MÉSONH-BLAZE pourra être utilisé en complément du modèle FOREFIRE [Filippi et al., 2009, 2011] pour analyser la dynamique de propagation d'un incendie de forêt et la mise en place d'une météorologie de feu qui joue un rôle important dans le développement d'évènements extrêmes d'incendies [Tedim et al., 2018].

Parmi les autres améliorations souhaitables, il faut souligner que le modèle de Balbi est, pour le moment, la seule paramétrisation de vitesse de propagation implémentée dans BLAZE. L'ajout d'autres paramétrisations comme celle de Rothermel [Rothermel, 1972] ou bien une paramétrisation prenant en compte les feux de cime [Rothermel, 1991] pourrait être intéressant.

De plus, établir un lien entre les paramètres du combustible et les variables d'états de la végétation du modèle de surface SURFEX serait une contribution essentielle pour permettre d'améliorer la description du combustible et son évolution temporelle (cycle diurne, variation en fonction de la météorologie, fraction de végétation vivante/morte).

Étude complémentaire sur les effets de compressibilité de l'air sur la propagation. La prise en compte de la compressibilité de l'air au voisinage du feu dans l'équation de continuité est un élément d'influence pour les modélisations couplées à très haute résolution (10 m par exemple). Les différences ainsi mises en évidence et la dynamique associée (présence d'ondes de gravité générées par la convection forcée) demandent une validation plus approfondie, notamment à partir d'observations plus complètes.

On peut se demander à partir de quelle résolution spatiale la prise en compte des effets de compressibilité horizontale de l'air dans l'équation de continuité sont négligeables. Les dégagements de chaleur à l'origine des variations de densité sont *a priori* dépendants de la résolution

Δx , du flux de chaleur sensible moyenné sur la maille atmosphérique Ψ_h (qui dépend de l'intensité du flux ψ_h et de la surface en cours de combustion \mathcal{S}), de la répartition verticale du flux de chaleur sensible (contrôlée par z_f et z_{\max}), et du régime de propagation identifié par le nombre de Froude convectif F_c . Une étude comparative, par rapport à ces sept paramètres, permettrait d'identifier les configurations pour lesquelles le système compressible donne une réponse différente du système anélastique. En utilisant une configuration du feu forcée par l'atmosphère, on peut identifier les jeux de paramètres donnant un vent induit différent entre les simulations anélastiques et compressibles. Pour ces jeux de paramètres, on peut ensuite réaliser des simulations en mode couplé bidirectionnel pour étudier les modifications de la propagation. Cette étude permettrait également de déterminer une dépendance de la transition entre les régimes dominés par les effets de panache et dominés par le vent de surface selon le système d'équations. De plus, en prenant en compte la stabilité de l'atmosphère $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ dans l'étude, on pourrait comparer les panaches thermo-convectifs générés par les deux systèmes.

Réduction du coût de calcul de MésoNH compressible. Comme cela est classiquement réalisé dans les modèles atmosphériques pleinement compressibles, le système compressible pourrait être rendu moins coûteux en ressources numériques en utilisant une méthode de *time-splitting* permettant d'utiliser deux pas de temps différents pour les termes rapides et lents du système d'équations. Cette piste a été explorée par Burgot [2017] mais demande encore du travail, notamment pour valider la robustesse de la méthode utilisée.

Analyse de sensibilité pour le modèle couplé. Pour pousser plus loin l'analyse de sensibilité sur les paramétrisations utilisées dans le modèle couplé, on pourrait chercher à étudier l'impact de leurs paramètres sur des quantités ayant une variation spatio-temporelle comme la taille, la forme du front de feu (en utilisant la métrique de Chan-Vese [Rochoux et al., 2018] par exemple) ou le panache thermo-convectif.

Il est également intéressant de travailler sur la génération d'ensembles de simulations couplées formées à partir de perturbations de l'état de l'atmosphère (pour la turbulence par exemple), de perturbations d'états du front de feu (position et forme du front) et de perturbations des paramètres influents déterminés par cette thèse. Ces ensembles peuvent être utilisés pour la quantification d'incertitudes pour la mise en place de scénarii ou pour l'assimilation de données pour décrire au mieux les statistiques d'erreur afin d'obtenir une procédure de modélisation inverse performante. La génération d'un ensemble pertinent pour les applications d'assimilation demande une variabilité interne de l'ensemble suffisante pour représenter un panel des scénarii possibles. Cependant, les simulations d'un modèle couplé coûtent cher en ressources numériques. La possibilité de réaliser des ensembles possédant les bonnes propriétés de variabilité interne en utilisant un nombre de point le plus faible possible est un enjeu important pour l'assimilation de données.

Formulation de la propagation du feu basée sur les transferts thermiques. Le développement d'une représentation du feu basée sur les transferts thermiques, en remplacement des paramétrisations de vitesse de front et des modèles de flux, pourrait permettre de créer une configuration

intermédiaire entre les approches physiques de WFDS ou FIRETEC, et les modèles utilisant des paramétrisations de vitesse de front. En particulier, une telle approche permettrait d’“unifier” la propagation et les flux de chaleur injectés dans l’atmosphère. Pour les échelles visées, il est nécessaire que le feu soit représenté comme un phénomène sous-maille avec des méthodes adaptées pour le calcul des transferts thermiques. L’utilisation d’émulateurs de rayonnement et de convection (par apprentissage profond [Geer, 2021] par exemple) permettrait de reporter les calculs intensifs de transferts thermiques et d’obtenir une simulation couplée efficace. Une telle approche serait en principe plus coûteuse que la configuration actuelle mais offrirait une possibilité de calibrer un certain nombre de paramétrisations, en particulier pour les flux de chaleur. De plus, une intercomparaison avec un modèle comme WFDS serait simplifiée et permettrait de calibrer le modèle en utilisant une approche basée sur les transferts thermiques. Cette approche permettrait ainsi de simplifier le transfert d’information dans la cascade d’échelles de modélisation afin d’améliorer progressivement les modèles couplés.

Exploitation scientifique. Le système couplé MÉSONH-BLAZE est un outil qui pourra permettre à la fois de réaliser des analyses d’événements incendies réels mais également d’améliorer d’autres systèmes. A titre d’exemple, MÉSONH-BLAZE pourra être utilisé pour calibrer les facteurs d’émissions utilisés dans les modèles d’évaluation de qualité de l’air [Turquety et al., 2014]. Il peut également être utilisé pour affiner les indices de risques en permettant d’évaluer le potentiel danger lié à un incendie qui est un critère de construction des indices de risque comme le FWI [Lautenberger, 2013; Allaire et al., 2020].

On peut également utiliser le modèle couplé dans un scénario de futurisation [Lynn et al., 2009; Nakamura et al., 2016]. En simulant le même incendie avec MÉSONH-BLAZE dans des conditions représentant le climat actuel et le climat dans trente, cinquante ou cent ans, on peut évaluer l’augmentation possible de l’intensité et la modification du comportement des incendies en fonction des scénarii climatiques.

Il peut également être utilisé pour affiner les indices de risques en permettant d’évaluer le potentiel danger lié à un incendie qui est un critère de construction des indices de risque comme le FWI.

MÉSONH-BLAZE pourra enfin permettre de configurer les futurs brûlages dirigés afin de collecter des données plus complètes sur l’incendie et le panache pour les modèles couplés feu-atmosphère, en déterminant la position optimale des points de mesures à réaliser [Prichard et al., 2019].

Liste des communications autour de ce travail de thèse :

- **A. Costes**, M.C. Rochoux, C. Lac & V. Masson. Exploring the effect of inflow turbulence in coupled atmosphere-fire simulations using innovative subgrid fire front reconstruction. [article soumis pour publication]
- **A. Costes**, C. Lac, V. Masson & M.C. Rochoux : An upper non-reflecting boundary condition for atmospheric compressible flow, *Advances in Forest Fire Research*, Imprensa da Universidade de Coimbra, Viegas, Domingo Xavier (ed.), doi : 10.14195/978-989-26-16-506, presented at VIII International Conference on Forest Fire Research, Coimbra (Portugal), 12-16 November, 2018. [conférence avec acte]
- **A. Costes**, C. Lac, V. Masson & M.C. Rochoux : Compressible version of the Meso-NH model and application to coupled fire-atmosphere simulations, *Journées Utilisateurs Meso-NH*, 7-8 October, 2019. [oral]
- **A. Costes**, M.C. Rochoux, C. Lac & V. Masson : Exploring the sensitivity of the atmospheric response to surface fire heat fluxes, *AMS (American Meteorological Society) 20th Annual Student Conference*, New Orleans (USA), 10-14 January, 2021. [poster]
- J-B. Filippi, Y. Perez, F. Allaire, **A. Costes**, M.C. Rochoux, V. Mallet & C. Lac : High resolution weather forecasting tool chain for forest fire behaviour, *Advances in Forest Fire Research*, Imprensa da Universidade de Coimbra, Viegas, Domingo Xavier (ed.), doi : 10.14195/978-989-26-16-506, presented at VIII International Conference on Forest Fire Research, Coimbra (Portugal), 12-16 November, 2018. [conférence avec acte]
- M.C. Rochoux, **A. Costes**, R. Paugam, C. Zhang, A. Trouvé, A. Collin & P. Moireau : Data assimilation for wildland fire behavior, *Drone Garden Workshop* organized by GIS Micro-drones, Toulouse (France), 6-7 June, 2019. [oral – exposé invité]
- M.C. Rochoux, **A. Costes**, R. Paugam & A. Trouvé : Assimilation de données pour les incendies de végétation, chapitre dans le livre « *Inversion & Assimilation de données* » coordonné par Yajing Yan, *L'encyclopédie des sciences*, co-édité par ISTE Editions et Wiley, à paraître en 2022. [chapitre de livre]

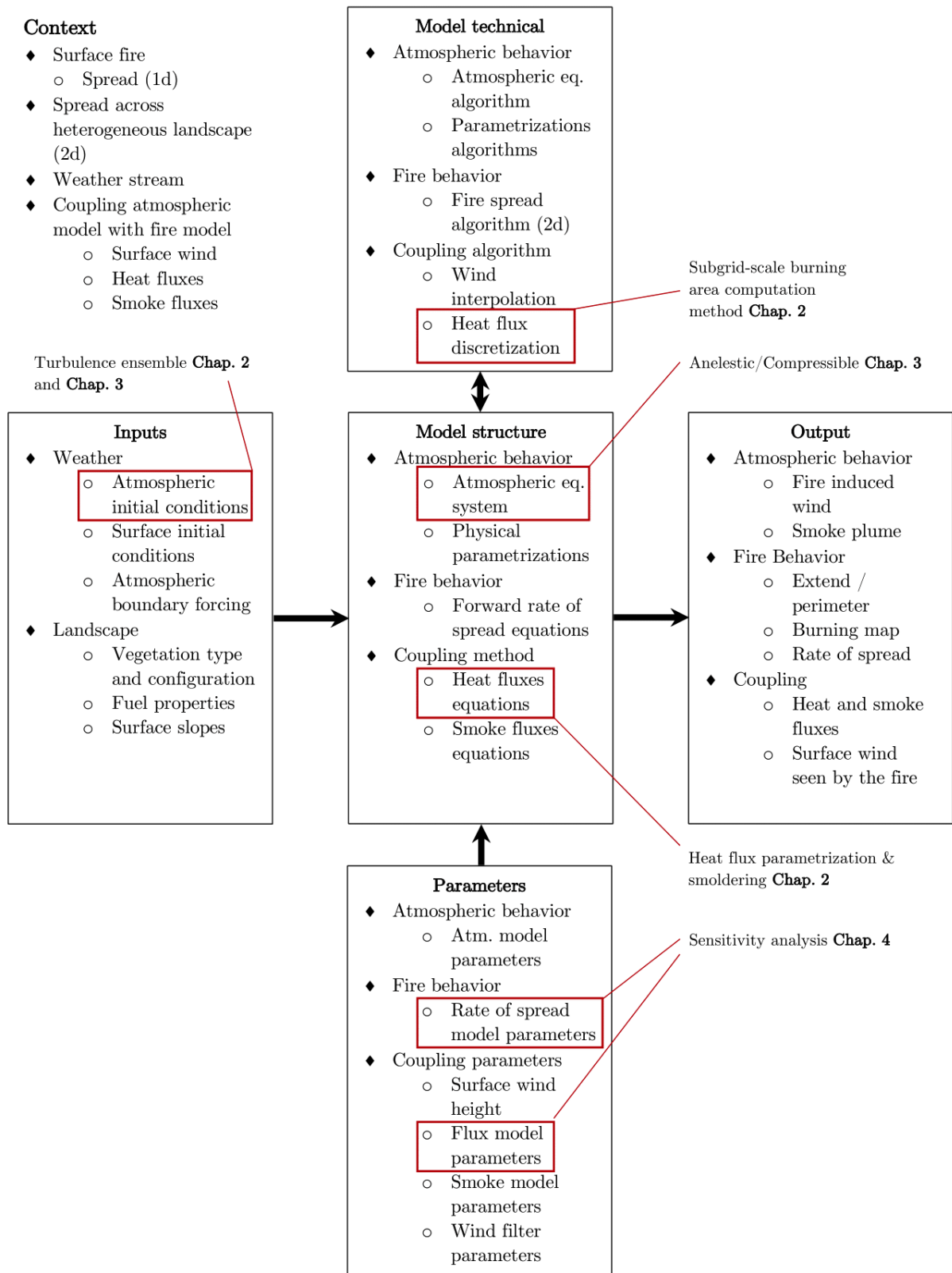


Figure IV.13 – Même légende que la Figure IV.1. Les cadres rouges représentent les éléments qui ont été étudiés dans ce travail de thèse.

Annexe A

Définitions préliminaires

Cette annexe est consacrée à la définition de grandeurs physiques utilisées tout au long de ce travail de thèse.

Capacités calorifiques. Les capacités thermiques massiques de l'air sec à pression constante C_{pd} et à volume constant C_{vd} sont reliées par le coefficient adiabatique γ et la constante spécifique de l'air sec R_d :

$$\gamma = \frac{C_{pd}}{C_{vd}}, \quad (\text{A.1})$$

$$C_{vd} = \frac{R_d}{\gamma - 1}, \quad (\text{A.2})$$

$$C_{pd} = C_{vd} + R_d. \quad (\text{A.3})$$

Equation d'état de l'air sec. On considère l'air sec de densité ρ_d , à la pression P et à la température T .

$$P = \rho_d R_d T \quad (\text{A.4})$$

Rapport de mélange. On définit le rapport de mélange r d'une quantité \star comme le rapport entre la densité de la quantité \star et la densité de l'air sec.

$$r_\star = \frac{\rho_\star}{\rho_d} \quad (\text{A.5})$$

Equation d'état de l'air humide. On considère l'air humide de densité ρ , à la pression P , à la température T avec le rapport de mélange r_v .

$$P = \rho R T = \rho R_d T_v, \quad (\text{A.6})$$

où T_v est la température virtuelle, définie par la relation suivante :

$$T_v = T \frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_w}, \quad (\text{A.7})$$

avec $r_w = \sum_k r_k$ le rapport de mélange total en eau.

Fonction d'Exner. La pression est normalisée via la fonction d'Exner.

$$\Pi = \left(\frac{P}{P_{00}} \right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}} = \left(\frac{P}{P_{00}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{A.8})$$

Température potentielle. On définit la température potentielle via la fonction d'Exner.

$$\theta = \frac{T}{\Pi} \quad (\text{A.9})$$

Entropie en atmosphère sèche. On note l'entropie s et on la relie à la pression P et à la densité sèche ρ_d par la relation suivante :

$$s = P \rho_d^{-\gamma}. \quad (\text{A.10})$$

L'entropie s peut alors être liée à la température potentielle θ . D'après l'équation d'état en atmosphère sèche (Eq. A.4) :

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{P_{00}^{\frac{R_d}{C_p}}}{R_d} \frac{1}{\rho_d} P^{1/\gamma}, \\ \implies \theta^\gamma &= \frac{P_{00}^{\gamma-1}}{\gamma^\gamma} P \rho_d^{-\gamma}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

De fait, l'entropie est proportionnelle à la température potentielle portée à la puissance γ :

$$s \propto \theta^\gamma. \quad (\text{A.12})$$

Vitesse du son. Pour le système compressible, on définit la vitesse du son c à partir de la compression isentropique, *i.e.* à entropie S constante, de l'air lorsque la perturbation de pression est faible devant la pression ambiante :

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S. \quad (\text{A.13})$$

On définit le coefficient de compressibilité isentropique χ_S tel que :

$$\chi_S = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S. \quad (\text{A.14})$$

On peut alors exprimer la vitesse du son c à partir de ce coefficient et la masse volumique ρ de l'air humide :

$$c^2 = \frac{1}{\chi_S \rho}. \quad (\text{A.15})$$

On peut également définir le coefficient de compressibilité isotherme χ_T :

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T.$$

Pour un gaz parfait respectant l'équation d'état (Eq. A.6), on a $\chi_T = \frac{1}{P}$. D'autre part, la relation de Reech permet de faire un lien entre ces deux coefficients :

$$\gamma = \frac{C_{pd}}{C_{vd}} = \frac{\chi_T}{\chi_S}. \quad (\text{A.16})$$

En combinant la relation de Reech (Équation A.16) avec la formulation de la vitesse du son (Équation A.15), on obtient :

$$c^2 = \frac{\gamma P}{\rho_d}. \quad (\text{A.17})$$

A partir de cette équation, on peut réécrire la vitesse du son comme une dérivée partielle à température potentielle constante, ce qui est alors équivalent à l'entropie constante :

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_d} \right)_\theta. \quad (\text{A.18})$$

A partir de l'Équation (A.12), on peut réécrire la vitesse du son (Équation A.13) comme une dérivée partielle à température potentielle constante ce qui est alors équivalent à l'entropie constante :

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_d} \right)_\theta. \quad (\text{A.19})$$

Dérivée lagrangienne. La dérivée Lagrangienne d'une quantité \star peut s'écrire d'un point de vue eulérien :

$$\frac{d\star}{dt} = \frac{\partial \star}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla \star. \quad (\text{A.20})$$

Cette écriture considère que la vitesse du vent s'écrit comme la dérivée temporelle du déplacement de la particule d'air considérée ($w = \frac{dz}{dt}$).

Constant des gaz. Pour démontrer la relation (Équation III.22), on repart de la définition de la constante d'un gaz :

$$R = \frac{R^*}{M}, \quad (\text{A.21})$$

où R^* est la constante universelle des gaz. On écrit M comme le poids moléculaire global :

$$M = \left[\frac{f_d}{M_d} + \frac{f_v}{M_v} \right]^{-1}, \quad (\text{A.22})$$

où :

$$\begin{aligned} f_d &= \frac{m_d}{m_d + m_v} = \frac{1}{1 + r_v}, \\ f_v &= \frac{m_v}{m_d + m_v} = \frac{r_v}{1 + r_v}. \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

On a donc

$$R = \frac{R^*}{1 + r_v} \left(\frac{1}{M_d} + \frac{r_v}{M_v} \right). \quad (\text{A.24})$$

ce qui donne finalement :

$$R = \frac{R_d + r_v R_v}{1 + r_v} = R_d \left(\frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_v} \right). \quad (\text{A.25})$$

De la même manière, pour le calcul de la capacité thermique à pression constante globale C_{ph} , on a :

$$C_{ph} = \frac{m_d C_{pd} + m_v C_{pv}}{m_d + m_v} = \frac{C_{pd} + r_v C_{pv}}{1 + r_v}. \quad (\text{A.26})$$

Lien en densité sèche et densité totale. La densité de l'air sec s'écrit à partir de la loi des gaz parfaits :

$$\rho_d = \frac{P_d}{R_d T}, \quad (\text{A.27})$$

où P_d est la pression partielle d'air, T la température, $R_d = 286.9 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ la constante de l'air. On écrit la densité de vapeur de la même manière :

$$\rho_v = \frac{P_v}{R_v T}, \quad (\text{A.28})$$

avec P_v la pression partielle de vapeur, T la température, $R_v = 461.5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ la constante de la vapeur.

Pour la suite, on se concentre sur l'expression du volume spécifique de l'air humide. On écrit

$$v_d = \frac{V}{m_d}, \quad (\text{A.29})$$

où v_d est le volume spécifique de l'air sec, V le volume total de l'air humide et m_d la masse d'air sec. Lorsque l'air sec et la vapeur occupent le même volume à la même température, l'équation des gaz parfaits s'applique

$$P_d V = m_d R_d T, \quad (\text{A.30})$$

dont on déduit

$$v_d = \frac{R_d T}{P_d} \quad (\text{A.31})$$

On a $P_d = P - P_v$ dans le cas où il n'y a pas d'hydrométéores. On a alors :

$$v_d = \frac{R_d T}{P - P_v}. \quad (\text{A.32})$$

D'autre part, on a :

$$P_v V = m_v R_v T. \quad (\text{A.33})$$

On introduit le rapport de mélange de vapeur :

$$r_v = \frac{m_v}{m_d}. \quad (\text{A.34})$$

On a donc :

$$P_v V = r_v m_d R_v T. \quad (\text{A.35})$$

Ce qui implique :

$$v_d = \frac{r_v R_v T}{P_v}. \quad (\text{A.36})$$

On réarrange les termes :

$$P_v = \frac{r_v R_v T}{v_d}. \quad (\text{A.37})$$

On obtient alors :

$$v_d = \frac{R_d T}{P - \frac{r_v R_v T}{v_d}}. \quad (\text{A.38})$$

que l'on réarrange pour obtenir :

$$v_d = \left(1 + r_v \frac{R_v}{R_d}\right) \frac{R_d T}{P}. \quad (\text{A.39})$$

Pour l'air humide, on peut écrire le volume spécifique comme :

$$v = \frac{V}{m_d + m_v} = \frac{V}{m_d(1 + r_v)} = \frac{v_d}{1 + r_v}. \quad (\text{A.40})$$

On écrit donc le volume spécifique de l'air humide comme :

$$v = \frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_v} \frac{R_d T}{P}. \quad (\text{A.41})$$

Comme ce volume spécifique est l'inverse de la densité de l'air humide $\rho = \frac{1}{v}$, on a :

$$\rho = \frac{1 + r_v}{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}} \frac{P}{R_d T}. \quad (\text{A.42})$$

Ici, on fait l'hypothèse que $P_d \approx P$ en remplaçant $\frac{P}{R_d T}$ par ρ_d . Ce qui donne :

$$\rho = \rho_d \frac{1 + r_v}{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}. \quad (\text{A.43})$$

Annexe B

Diagnostic des problèmes de parallélisation de MésoNH-ForeFire

Lors d'une simulation parallèle, le domaine (cadre noir dans la Figure B.1) est découpé de telle façon à ce que chaque CPU soit assigné à un morceau du domaine (cadres vert et bleu dans la Figure B.1). Les marqueurs lagrangiens utilisés par FOREFIRE pour positionner le front de feu évoluent dans le domaine global et doivent donc pouvoir passer d'un sous domaine à un autre. Lorsque l'ensemble des marqueurs se trouvent dans un unique sous-domaine (Figure B.1a) le code fonctionne correctement. Cependant, lorsqu'au moins un marqueur se situe dans une zone de halo (Figure B.1b), qui est une zone partagée par deux CPU, alors le code *crash*. Le passage du marqueur en tant qu'objet informatique d'un CPU à l'autre était impossible. Ce problème insoluble a alors amené au développement de BLAZE.

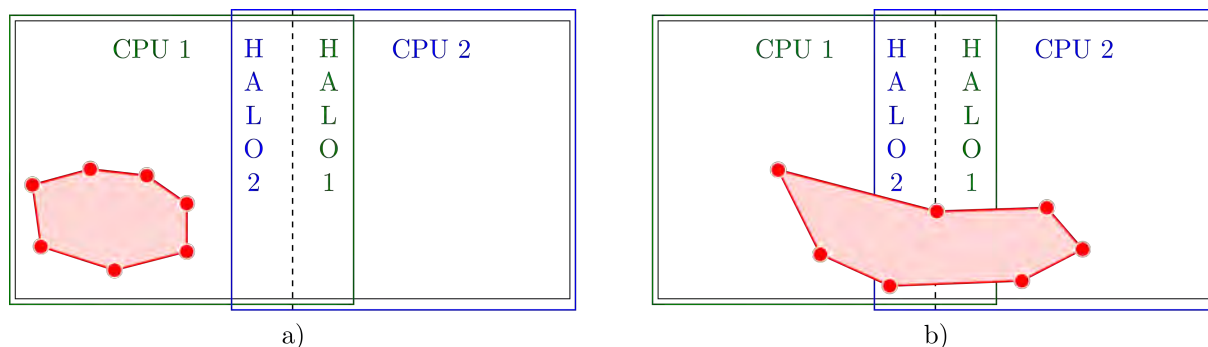


Figure B.1 – Position des marqueurs lagrangiens de FOREFIRE en rouge dans les différents domaines parallèles. a) Tous les marqueurs sont dans un seul domaine parallèle de MÉSONH. b) Les marqueurs sont répartis dans deux domaines parallèles.

Annexe C

Calibrage de la viscosité artificielle dans Blaze

Cette annexe montre l'effet de la viscosité artificielle dans la stabilisation des schémas numériques de BLAZE. Le but de la viscosité artificielle est de lisser la fonction level-set ϕ et la vitesse de propagation \mathcal{R} . Le calibrage de ces deux grandeurs a été réalisé sur un cas simple pour lequel la valeur de ε_ϕ varie de 0 à 0.05. La Figure C.1 présente des isochrones pour trois valeurs de ε_ϕ avec $\varepsilon_{\mathcal{R}} = 0$. Pour des valeurs de viscosité artificielle faible, $\varepsilon_\phi < 0.05$, on observe des oscillations qui sont amplifiées avec le temps. Une petite variation dans la topologie du front à un endroit est amplifiée par le vent. En effet, la vitesse de propagation est calculée à partir de la vitesse du vent projetée sur la normale au front. Si cette direction normale varie artificiellement à cause d'une perturbation numérique, alors un fort gradient de vitesse de propagation est calculé ce qui va entraîner une propagation à des vitesses différentes pour des cellules proches. La forme de pointe observée sur la Figure C.1 pour les valeurs de viscosité faibles est symptomatique de ce type de comportement instable. Lorsque la courbure du front reste continue, alors la viscosité artificielle est correctement ajustée. Dans le cas simple présenté ici, une valeur de $\varepsilon_\phi = 0.05$ est suffisante.

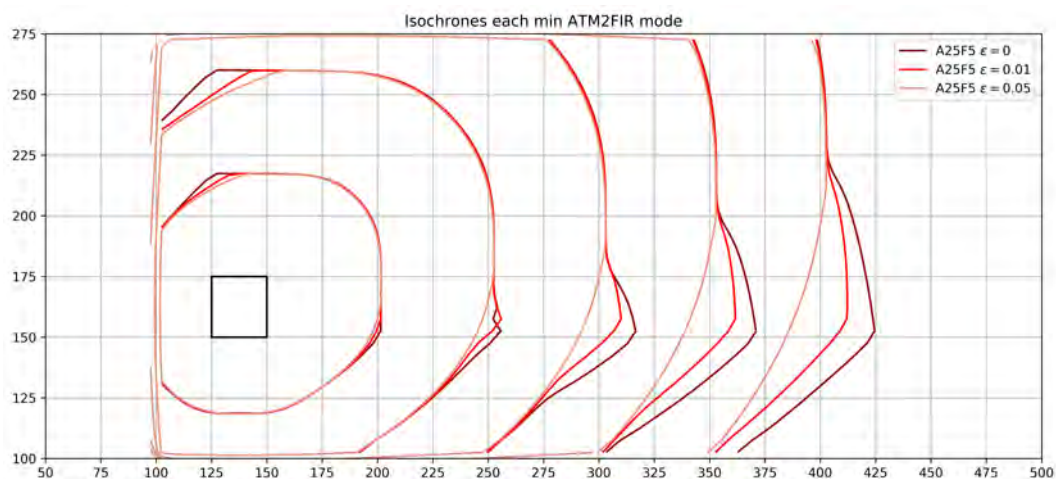


Figure C.1 – Isochrones à chaque minute pour le cas canonique de calibrage de la viscosité artificielle avec une résolution atmosphérique de 25 m et une résolution de BLAZE de 5 m en mode A2F.

Pour un cas plus complexe tel que FireFlux I, il est nécessaire d'ajouter un peu de viscosité artificielle, *i.e.* $\varepsilon_\phi = 0.1$ et $\varepsilon_{\mathcal{R}} = 0.1$, pour compenser les effets de la turbulence atmosphérique. L'utilisation de la viscosité artificielle sur la vitesse de propagation permet de limiter la valeur de la viscosité artificielle sur la level-set. Ces grandeurs doivent être ajustées au cas par cas et demandent donc l'expertise de l'utilisateur pour être configurées correctement.

Annexe D

Équations thermodynamiques

La construction de l'équation de conservation de l'énergie pour les systèmes anélastique (Équation III.16) et compressible se base sur le premier principe de la thermodynamique et la loi des gaz parfaits :

$$dq = C_{ph}dT - \frac{dP}{\rho}, \quad (\text{D.1})$$

$$P = \rho RT. \quad (\text{D.2})$$

Ce système peut s'écrire en utilisant la dérivée temporelle :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{C_{ph}P} \frac{dP}{dt} + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (\text{D.3})$$

La réécriture de cette équation pour mener à l'équation de conservation de l'énergie diffère selon les systèmes d'équations envisagés.

D.1 Système anélastique

On décompose la dérivée lagrangienne de la pression de l'Équation (D.3) en utilisant l'Équation (A.20), en considérant que les variations de pression ne dépendent que de la direction verticale :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \underline{U} \cdot \underline{\nabla} T = \frac{RT}{C_{ph}P} \frac{\partial P}{\partial z} w + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (\text{D.4})$$

On approxime la valeur de R comme $R = R_d + r_v R_v$ et on considère que $T = \theta \Pi_{ref}$:

$$\Pi_{ref} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \underline{U} \cdot \underline{\nabla} (\Pi_{ref} \theta) = \frac{(R_d + r_v R_v) \theta \Pi_{ref}}{C_{ph}P} \frac{\partial P}{\partial z} w + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (\text{D.5})$$

Par définition de la fonction d'Exner, on a :

$$\frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} = \frac{R_d}{C_{pd}} \frac{\Pi_{ref}}{P} \frac{\partial P}{\partial z}, \quad (\text{D.6})$$

ce qui donne :

$$\Pi_{ref} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla (\Pi_{ref} \theta) = \frac{(R_d + r_v R_v)}{R_d} \frac{C_{pd}}{C_{ph}} w \theta \frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (D.7)$$

On peut ensuite multiplier par $\frac{\rho_{d,ref}}{\Pi_{ref}}$ et décomposer la divergence du terme de gauche, en considérant une fois de plus que les variations de pression ne sont dépendantes que de la direction verticale :

$$\rho_{d,ref} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \rho_{d,ref} \underline{U} \cdot \nabla \theta + w \theta \frac{\rho_{d,ref}}{\Pi_{ref}} \frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} = \frac{\rho_{d,ref}}{\Pi_{ref}} \frac{(R_d + r_v R_v)}{R_d} \frac{C_{pd}}{C_{ph}} w \theta \frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} + \frac{\rho_{d,ref}}{C_{ph} \Pi_{ref}} \frac{dq}{dt}. \quad (D.8)$$

On peut regrouper les termes de pression ensemble et utiliser l'équation de conservation de la masse (Équation III.7) :

$$\frac{\partial \rho_{d,ref} \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{d,ref} \theta \underline{U}) = \rho_{d,ref} \left[\frac{(R_d + r_v R_v)}{R_d} \frac{C_{pd}}{C_{ph}} - 1 \right] w \frac{\theta}{\Pi_{ref}} \frac{\partial \Pi_{ref}}{\partial z} + \frac{\rho_{d,ref}}{C_{ph} \Pi_{ref}} \frac{dq}{dt}. \quad (D.9)$$

Le terme $\frac{dq}{dt}$ regroupe les changements de phase ainsi que les termes de transport sous-maille et radiatifs. On retrouve ainsi l'équation de conservation de l'énergie de la formulation anélastique (Équation III.16).

D.2 Système compressible

On commence ici par transformer les termes de pression de l'Équation (D.3) en utilisant la fonction d'Exner :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \frac{C_{pd}}{R_d \Pi} \frac{d\Pi}{dt}. \quad (D.10)$$

On décompose la dérivée lagrangienne de la pression mais cette fois sans hypothèse sur une direction privilégiée de variation :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla T = \frac{R C_{pd}}{R_d C_{ph}} \frac{T}{\Pi} \left[\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla \Pi \right] + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (D.11)$$

On considère la relation entre température et température potentielle $T = \Pi \theta$, la relation entre les constantes des gaz (Équation III.22) et la relation pour le calcul de C_{ph} (Équation A.26) :

$$\frac{\partial \Pi \theta}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla (\Pi \theta) = \frac{C_{pd}}{C_{ph}} \frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_v} \theta \left[\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla \Pi \right] + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (D.12)$$

On sépare la fonction d'Exner et la température dans le membre de gauche et on rassemble les termes liés à la fonction d'Exner :

$$\Pi \frac{\partial \theta}{\partial t} + \Pi \underline{U} \cdot \nabla \theta = \left[\frac{C_{pd}}{C_{ph}} \frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_v} - 1 \right] \theta \left[\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \underline{U} \cdot \nabla \Pi \right] + \frac{1}{C_{ph}} \frac{dq}{dt}. \quad (D.13)$$

On multiplie ensuite par ρ_d/Π et on utilise l'équation de continuité (Équation III.19) pour introduire la densité dans les termes de gauche :

$$\frac{\partial \rho_d \theta}{\partial t} + \underline{U} \cdot \underline{\nabla} (\rho_d \theta) = \left[\frac{C_{pd}}{C_{ph}} \frac{1 + r_v \frac{R_v}{R_d}}{1 + r_v} - 1 \right] \frac{\theta}{\Pi} \left[\frac{\partial \Pi}{\partial t} + \underline{U} \cdot \underline{\nabla} \Pi \right] + \frac{1}{C_{ph} \Pi} \frac{dq}{dt}. \quad (\text{D.14})$$

Le terme $\frac{dq}{dt}$ regroupe les changements de phase ainsi que les termes de transport sous-maille et radiatifs. On retrouve ainsi l'équation de conservation de l'énergie de la formulation anélastique (Équation III.32).

Annexe E

Condition limite radiative au sommet

L'article suivant traite de la nouvelle condition limite radiative au sommet du domaine développée pour la version compressible de MÉSONH. Il a été publié dans le cadre de la conférence internationale ICFRR (International Conference on Forest Fire Research) en Novembre 2018.

La description du système d'équations associé à la nouvelle condition limite est détaillée ici. La formulation développée est adaptée d'une part à la stratification de l'atmosphère, et d'autre part au filtrage des ondes acoustiques de basse fréquence qui sont les principales ondes rencontrées dans l'atmosphère.

Deux cas de validation sont présentés dans cet article : *i)* le filtrage d'une onde acoustique d'incidence normale à la surface de la condition limite, et *ii)* le filtrage d'une onde acoustique sphérique. La méthode présentée ici montre de très bons résultats au niveau du filtrage des ondes de basses fréquence, à la fois normales et obliques.

An upper non-reflecting boundary condition for atmospheric compressible flow

Aurélien Costes^{*(1)} ; Christine Lac⁽²⁾ ; Valéry Masson⁽³⁾ ; Mélanie Rochoux⁽⁴⁾

⁽¹⁾ CERFACS, CNRM, Toulouse, France. {aurelien.costes@meteo.fr}

⁽²⁾ CNRM, Toulouse, France. {christine.lac@meteo.fr}

⁽³⁾ CNRM, Toulouse, France. {valery.masson@meteo.fr}

⁽⁴⁾ CERFACS, Toulouse, France. {melanie.rochoux@cerfacs.fr}

Keywords: Acoustics, Boundary conditions, Non-reflecting, Meso-NH, Compressible, Computational Fluid Dynamics

1. Introduction

So as to predict fire spread after its ignition, the Meso-NH atmospheric model (Lafore *et al.* 1998, Lac *et al.* 2018) has been coupled to the forest fire model ForeFire (Filippi *et al.* 2009). Meso-NH uses the anelastic hypothesis that provides an intrinsic acoustic filter. Nevertheless, this approximation does not allow horizontal density variations which leads to problems close to the fire front because of the high heat release. That is why the full Euler compressible system shall be used to take into account air expansion at the fire level. This governing equations system transition comes with acoustic waves propagation. Although those waves are uninteresting for meteorology, they bounce on the ground and on the roof of the domain and disturb the inner solution. Indeed, the actual rigid lid as upper boundary condition does not allow acoustic waves radiation. The Rayleigh top damping layer already implemented in Meso-NH provides high frequency filtering, meaning that the new upper boundary shall only evacuate the remaining low frequency waves.

In order to build a reliable and precise upper boundary condition for a reasonable computational cost, we shall verify that the new boundary (a) lets low frequency waves pass through and (b) does not force the interior domain state. So as to preserve the scalability of the code, the boundary shall (c) be localized in space and (d) also localized in time to limit memory storage.

Several methods could be used to evacuate acoustic waves from the domain as mentioned by Colonius (2004). Our requirements have conducted us to base our new upper boundary condition for Meso-NH on Characteristic-based Boundary Conditions, known as NSCBC, proposed by Poinot and Lele (1992). This boundary condition (BC) is known to be “non-reflecting” and also local in space and time. Nevertheless, the NSCBC formulation based on the characteristic theory of Thompson (1987), comes out as “partially non-reflecting” as its behavior is more a low pass filter as shown in Selle *et al.* (2004). An extended method called Plane Wave Masking, PWM, has been proposed by Polifke *et al.* (2006), to get a near zero reflexion coefficient for low frequency waves.

2. Boundary formulation based on characteristic analysis

The new boundary is built on the full Euler compressible system ignoring Coriolis and subgrid effects as well as the atmosphere is considered dry, *i.e.* the mixing ratio of total water substance is null. Those equations used in the compressible version of MesoNH are given by Eq. (2-4). The characteristic study of this system is based on Thomson 1987 analysis which require to write the system of equations as

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} + \underline{D}' = \underline{0}. \quad (1)$$

* Corresponding author. Tel. : +33 561 079 765

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \frac{\partial \rho_d u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_d u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_d u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho_d g \delta_{i3} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_d \theta}{\partial t} + \frac{\partial \rho_d \theta u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

In Eq. (1), $\tilde{\underline{U}}$ is the vector of conservative variables, \underline{F} the flux vectors and \underline{D}' an inhomogeneous term not containing derivatives. Another form of the system uses the vector of primitive variables \underline{U} chosen as

$$\underline{U} = [\rho_d \quad u \quad v \quad w \quad \theta]^T. \quad (5)$$

One can rewrite the Eq. (1) with the new vector of variables.

$$\frac{\partial \underline{U}}{\partial t} + \underline{A} \frac{\partial \underline{U}}{\partial x} + \underline{B} \frac{\partial \underline{U}}{\partial y} + \underline{C} \frac{\partial \underline{U}}{\partial z} + \underline{D} = 0 \quad (6)$$

Then, matrix A , B and C can be diagonalized and lead to

$$\frac{\partial \underline{U}}{\partial t} + \underline{R} \underline{L} \underline{R}^{-1} \frac{\partial \underline{U}}{\partial x} + \underline{S} \underline{M} \underline{S}^{-1} \frac{\partial \underline{U}}{\partial y} + \underline{T} \underline{N} \underline{T}^{-1} \frac{\partial \underline{U}}{\partial z} + \underline{D} = \underline{0}, \quad (7)$$

with L , M and N diagonal matrix. Let us identify waves as the following terms

$$\underline{\mathcal{L}} = \underline{L} \underline{R}^{-1} \frac{\partial \underline{U}}{\partial x}, \quad \underline{\mathcal{M}} = \underline{M} \underline{S}^{-1} \frac{\partial \underline{U}}{\partial y}, \quad \underline{\mathcal{N}} = \underline{N} \underline{T}^{-1} \frac{\partial \underline{U}}{\partial z}. \quad (8)$$

For the following, we will focus only on z direction as this is the normal direction of the upper boundary. The characteristic study gives the waves amplitude as a function of normal spacial derivatives.

$$\mathcal{N}_1 = \frac{w - c}{2} \left[\frac{\partial \rho_d}{\partial z} - \frac{\rho_d}{c} \frac{\partial w}{\partial z} + \varphi \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] \quad (9)$$

$$\mathcal{N}_2 = \frac{w + c}{2} \left[\frac{\partial \rho_d}{\partial z} + \frac{\rho_d}{c} \frac{\partial w}{\partial z} + \varphi \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] \quad (10)$$

$$\mathcal{N}_3 = -w \varphi \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (11)$$

$$\mathcal{N}_4 = \frac{w}{2} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (12)$$

$$\mathcal{N}_5 = \frac{w}{2} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (13)$$

with $\varphi = \frac{\rho_d}{\gamma \theta}$, u, v, w the three components of the wind, c the sound speed defined as $c^2 = \frac{\gamma P}{\rho_d}$, γ the adiabatic index, P the pressure and θ the potential temperature. The terms described above are the amplitudes of characteristic waves associated with each characteristic velocity as eigenvalues of the matrix A , B and C . The first wave moves at the speed of sound ($w - c$) in the negative z direction — it “comes in” the domain at the boundary (Fig. 1). The second one travels also at the speed of sound ($w + c$) but in the positive z direction. Then, the third characteristic wave is associated to the convective velocity which is the speed of the entropy waves and finally, the last waves correspond to the advection by the

vertical wind w . At the upper boundary the spacial derivatives can be computed by uncentered schemes and the other variables are available locally which is compliant with our constraints (c).

The time integration used is a simple Forward In Time (FIT) scheme which leads to the following system.

$$\underline{U}^{n+1} = \underline{U}^n - \Delta t [\underline{T}^n \underline{N}^n + \underline{D}^n], \text{ Poinsoot and Lele (1992)} \tag{14}$$

$$\underline{U}^{n+1} = \underline{U}^n - \Delta t [\underline{R}^n \underline{L}^n + \underline{S}^n \underline{M}^n + \underline{T}^n \underline{N}^n + \underline{D}^n], \text{ Lodato } et al. (2008) \tag{15}$$

The exponent n means at time $t^n = n\Delta t$ and so $n + 1$ is the next time step Δt . The method used by Poinsoot and Lele (1992) is one-dimensional and considers only the normal direction informations to compute the boundary condition. Like most of the non-reflective boundary conditions, Poinsoot and Lele (1992) assume that the flow at the boundary can be viewed as locally one-dimensional and aligned with the boundary normal direction. The incoming waves are then quantified by the LODI (Locally One Dimensional Inviscid) system which is directly derived from the Navier-Stokes equations written for primitives variables in characteristic form. Lodato *et al.* (2008) proposed to use the three directions of space to better describe oblique waves. Each method requires a special treatment for the first wave which comes from the outer to inner of the computational domain.

3. Entering wave amplitude term

3.1. Classic NSCBC

First, let us focus on the LODI formulation for the “entering wave” \mathcal{N}_1 . The wave amplitude is modified in order to make the boundary non-reflective. One can impose the amplitude as 0 but this will lead to an unconstrained density which is most generally unstable or conduct to drift in pressure at the boundary. Then the “perfectly non-reflecting” boundary condition would lead to stability issues due to the lack of informations on the mean density ρ_∞ far from the computational domain. Therefore, this mean density can be imposed at the boundary but this treatment would generate reflected waves. In that case,

we should add some physical informations on ρ_∞ to the boundary in a “soft” way to avoid strong reflection. A simple way to do it is to set the entering wave as the linear relaxation term of Rudy and Strikwerda (1980)

$$\mathcal{N}_1 = K(\rho - \rho_\infty) \tag{16}$$

where K is a constant [s^{-1}]. When K is set to 0, we get back to the unstable “perfectly non-reflecting” boundary and when K is big enough, the boundary is closer to the fully reflecting behavior. Selle *et al.* (2004) have studied the impact of the coefficient K on the boundary reflection and have shown that the boundary is equivalent to a low-pass filter with $K/4\pi$ as cut off frequency. Nevertheless, in our problem, the Rayleigh top damping layer provides high frequency filtering, meaning that the new upper boundary shall only evacuate the remaining low frequency waves which can not be done with this theory.

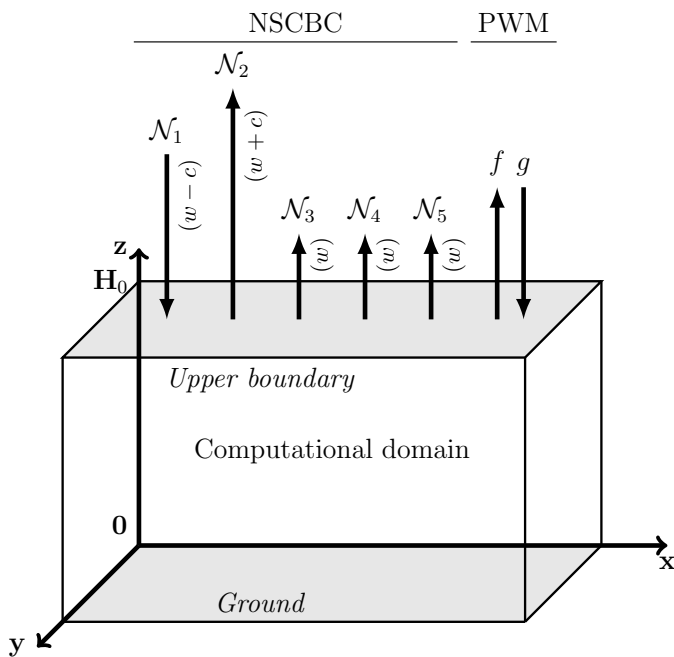


Fig. 1 : Outgoing and entering waves through the upper boundary ($z=H_0$) of the computational domain for classic NSCBC and PWM theories

3.2. Plane Wave Masking

An extension of the “classic” NSCBC presented above called PWM (Plane Wave Masking) is built to filter the low frequency waves. There, it is favorable to distinguish turbulent (“’”) and acoustic (“~”) perturbations of the flow variables *e.g.*

$$\rho_d(x, y, z, t) = \bar{\rho}_d(x, y, z) + \rho'_d(x, y, z, t) + \tilde{\rho}_d(z, t) \quad (17)$$

$$w(x, y, z, t) = \bar{w}(x, y, z) + w'(x, y, z, t) + \tilde{w}(z, t) \quad (18)$$

Here again, the acoustic perturbations are assumed one-dimensional and normal to the boundary. For sufficiently small fluctuation amplitude, the linearized characteristics wave amplitudes are given by $f = f(z - (\bar{w} + \bar{c})t)$ and $g = g(z - (\bar{w} - \bar{c})t)$, travelling respectively in the positive and negative vertical direction. Using the acoustic fluctuation, one can write

$$f = \frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{P}}{\bar{\rho}\bar{c}} + \tilde{w} \right], \quad g = \frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{P}}{\bar{\rho}\bar{c}} - \tilde{w} \right] \quad (19)$$

It is then possible to adapt the classic NSCBC to get a non-reflecting boundary for low frequency waves. The idea of PWM is to identify outgoing waves at the boundary using the above equation and then explicitly eliminate outgoing wave contribution from the linear relaxation term.

$$\mathcal{N}_1 = K \left[\rho - \rho_\infty - \frac{\bar{\rho}}{\bar{c}} f \right] \quad (20)$$

The “masked” outgoing wave no longer contributes to the “entering” wave \mathcal{N}_1 and should leave the domain without any reflection.

3.3. Reflection coefficient

In order to evaluate the boundaries efficiency, it is important to properly define the reflection of the incoming wave. The reflection coefficient $r(\omega)$ is typically dependent of the acoustic incoming wave frequency (or pulsation). Basically, the reflection is the ratio between the reflected wave, seen as the “entering wave”, amplitude and the incoming wave amplitude. The incoming wave can be seen either as \mathcal{N}_2 or f . Therefore, the reflected wave becomes respectively \mathcal{N}_1 or g . Selle *et al.* (2004) define the reflection coefficient as

$$r(w) = \frac{\mathcal{N}_1}{\mathcal{N}_2} \quad (21)$$

whereas Polifke *et al.* (2006) use

$$r(w) = \frac{\hat{g}}{\hat{f}}. \quad (22)$$

The “ $\hat{\cdot}$ ” denotes the Fourier transform of the quantity “ \cdot ”. This last definition only stands if the coefficient K is large enough so that the drift of density or velocity is effectively eliminated. Thus, deviations from the target density at the boundary will be controlled by the acoustic signal. This coefficient gives a first comparison point between the classic NSCBC and the PWM extension. According to Polifke *et al.* (2006), with $\tau \equiv 2/K$,

$$r_{\text{NSCBC}}(w) = \frac{-1}{1 + i\omega\tau} = \begin{cases} 0 & \text{for } \omega\tau \rightarrow \infty \text{ (high frequencies)} \\ -1 & \text{for } \omega\tau \rightarrow 0 \text{ (low frequencies)} \end{cases}, \quad (23)$$

$$r_{\text{PWM}}(w) \approx 0. \quad (24)$$

The classic formulation is a low-pass whereas the plane wave masking extension allows, by construction, the radiation of the low-frequency waves. This study is only valid for harmonic plane waves of arbitrary non-zero frequency. This post-processing coefficient is useful to measure the efficiency of the boundary and this shows that the PWM should be the best solution as it is compliant at least with (a) and (c).

4. MesoNH implementation

The two solutions have been implemented in an off-line Python code to investigate the performances of the new boundary. This implementation has required several changes at the term computation method level but not on the philosophy of the process. Indeed, the characteristic boundary conditions have not been written in a stratified atmosphere and this hypothesis requires some adjustments. In this section, we will focus on 1D formulation, *i.e.* Eq. (14), with plane wave masking. Let us write the equations system really solved by MesoNH at the new boundary for the density ρ , the potential temperature θ and the vertical wind w .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_3 = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{c}{\rho} (\mathcal{N}_2 - \mathcal{N}_1) + \boxed{K_3 \Delta_z w} = 0 \quad (26)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{1}{\varphi} \mathcal{N}_3 + \boxed{w \frac{\partial^{LS} \theta}{\partial z} + K_4 \Delta_z \theta} = 0 \quad (27)$$

The framed terms are added to the original system and will be detailed further. The wave amplitudes have also been modified from the original method.

$$\mathcal{N}_1 = K_1 (\rho - \rho_{LS}) - K_2 \frac{\rho_{LS}}{c_{LS}} f \quad (28)$$

$$\mathcal{N}_2 = \frac{w + c}{2} \left[\frac{\partial^* \rho}{\partial z} + \frac{\rho}{c} \frac{\partial^* w}{\partial z} + \varphi \frac{\partial^* \theta}{\partial z} \right] \quad (29)$$

$$\mathcal{N}_3 = -w \varphi \frac{\partial^* \theta}{\partial z} \quad (30)$$

Several main terms have been changed so let us have a look on each modification and their consequences.

4.1. Background stratification and hydrostatic equilibrium

The atmosphere is a vertically stratified domain due to the hydrostatic equilibrium which can be described by

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g = 0. \quad (31)$$

The stratification directly implies that the spacial derivative computed at the boundary for the NSCBC, with or without PWM extension, are non-zero even in equilibrium state. If the original system was implemented without any modifications, the hydrostatic state would have been treated as a

fluctuation leading to an unstable boundary. Then, the first step is to split the hydrostatic part and the perturbational part of the signal. For this purpose, we use the large scale fields for the density, the wind and the potential temperature. They are provided by another simulation from a larger scale model as AROME. This previous simulation has already computed fields at the boundary taking into account the hydrostatic equilibrium. Thus, the main variables are written using the large scale fields denoted by the subscript “LS” and a perturbation term denoted by “ $\tilde{\sim}$ ”.

$$\rho = \rho_{LS} + \tilde{\rho}, \quad w = w_{LS} + \tilde{w} \quad (32)$$

$$\theta = \theta_{LS} + \tilde{\theta}, \quad P = P_{\infty} + \tilde{P} \quad (33)$$

The pressure P is not provided by the large scale model and its reference state should be computed using other variables which have a large scale field available. As the fluctuations of pressure are an important part of the PWM extension, a specific attention should be taken to define its reference state (see section 4.4). Therefore, this notation allows to create two new derivative operators related to each term.

$$\frac{\partial^{LS}\star}{\partial z} \equiv \frac{\partial\star_{LS}}{\partial z} \quad (34)$$

$$\frac{\partial^*\star}{\partial z} \equiv \frac{\partial\star}{\partial z} - \frac{\partial^{LS}\star}{\partial z} \quad (35)$$

$$\star = \{\rho, w, \theta\}$$

The new derivative operators take into account the whole hydrostatic equilibrium and then the gravity term which can be found in \underline{D} in Eq. (14) is no longer relevant and does not appear in Eq. (26).

4.2. Potential temperature transport

The potential temperature should be advected at the wind velocity w in the Eq. (27). Without any compensation, framed terms in Eq. (27), the boundary would have advected the perturbation state only as it is reduced to

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + w \frac{\partial^*\theta}{\partial z} = 0. \quad (36)$$

By adding the large scale field transport, $w \frac{\partial^{LS}\theta}{\partial z}$, to Eq. (36) and using the definition of operators in Eq. (35), it becomes

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + w \frac{\partial^*\theta}{\partial z} + w \frac{\partial^{LS}\theta}{\partial z} = 0$$

$$\iff \frac{\partial\theta}{\partial t} + w \frac{\partial\theta}{\partial z} = 0. \quad (37)$$

This new term balances the advection of the total potential temperature which is coherent with the overall transport equation — Eq. (4).

The last two terms in Eq. (26) and Eq. (27) are designed to stabilize the overall boundary behavior, i.e. $\frac{\partial^*\theta}{\partial z} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$ and $\frac{\partial^*w}{\partial z} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$. They will not go to be detailed further in this study but it is shown that they do not affect the dynamic behavior of the boundary which is the most important when radiating waves.

4.3. PWM extension formulation

In this section, we will focus on the formalism used to compute the “entering wave” \mathcal{N}_1 . There is two main parts in this term as shown Eq. (28). The first one corresponds to the classic linear relaxation term of (Rudy and Strikwerda 1980) but the reference state used is the large scale density. The second one is the plane wave masking expression. Using Eq. (19) and Eq. (32-33), we set

$$f = \frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{P}}{\rho_{LS} c_{LS}} + \tilde{w} \right] \quad (38)$$

Here, the definition of P_∞ is very important and it can lead to a significant error of $\rho(t \rightarrow \infty)$. The pressure is a diagnostic variable computed by

$$P = P_{00}^{1-\gamma} [\rho R_d \theta]^\gamma, \quad (39)$$

where P_{00} is a reference value of the pressure and R_d the gas constant for dry air. A natural way to define P_∞ with large scale fields is

$$P_\infty = P_{00}^{1-\gamma} [\rho_{LS} R_d \theta_{LS}]^\gamma. \quad (40)$$

Therefore, the used definition of the reference pressure is

$$P_\infty = P_{00}^{1-\gamma} [\rho_{LS} R_d \theta]^\gamma. \quad (41)$$

The only difference between the expression is the use of the total potential temperature instead of the large scale one.

4.4. Drift in mean density depending on the reference pressure definition

In order to show the consequences of such a choice, let us consider the steady state reached after a wave radiation. Each temporal derivative is null in Eq. (25-27). For the sake of clarity, $K_3 = K_4 = 0$ which means that no stability correction is applied. Moreover, in general case, the large scale potential temperature profile is not constant, *i.e.* $\frac{\partial^{LS}\theta}{\partial z} \neq 0$. On the another hand, we assume that the wave had changed the local equilibrium of the potential temperature as $\tilde{\theta} \neq 0$, $\frac{\partial^*\theta}{\partial z} = 0$. The last hypothesis is that the large scale vertical wind is null, *i.e.* $w_{LS} = 0$. Under those hypothesis, we have necessarily $\tilde{w} = w = 0$ in order to satisfy Eq. (27). The wave amplitude \mathcal{N}_3 is also null due to the local constant vertical profile of the potential temperature fluctuation. Finally, the system is reduced to two equations

$$\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_2 = 0, \quad (42)$$

$$\mathcal{N}_2 - \mathcal{N}_1 = 0. \quad (43)$$

This system is equivalent to

$$\mathcal{N}_1 = \mathcal{N}_2 = 0. \quad (44)$$

For \mathcal{N}_2 , it can be seen as each perturbation field is locally, at least, constant over z which is quite good for a steady state. Thus, the only tricky equation is

$$\mathcal{N}_1 = K_1 \tilde{\rho} - K_2 \frac{\rho_{LS}}{c_{LS}} f = 0. \quad (45)$$

With $c_{LS} = \frac{\gamma P_{LS}}{\rho_{LS}}$, we have

$$K_1 \left[\frac{\rho}{\rho_{LS}} - 1 \right] = \frac{K_2}{2\gamma} \left[\frac{P}{P_{LS}} - 1 \right]. \quad (46)$$

At this stage, the definition of the reference pressure becomes important. If the Eq. (40) is used, the ratio $\alpha = \left[\frac{\theta}{\theta_{LS}} \right]^\gamma$ will appear and we can show that the deviation on density at the steady state is

$$\frac{\tilde{\rho}}{\rho_{LS}} = \frac{1 - K_2(1 - \alpha)}{\gamma \alpha K_2 - 2K_1}. \quad (47)$$

This ratio is zero if $K_2 = 0$ or $\alpha = 1$. The first solution gives an exact steady state if the used method is NSCBC without plane wave masking. This solution is not satisfying because PWM is necessary to ensure low-frequency waves radiation. In the other solution, the ratio α should be unity which is in contradiction with the baseline assumption of $\tilde{\theta} \neq 0$. Therefore, this definition of P_∞ leads to inaccuracy of the density steady state.

On the other hand, if the Eq. (41) is used, the ratio α does not appear — equivalent to always unity — which leads to an accurate boundary. Those behaviors have been verified numerically but the results are not presented here and for following simulations, the Eq. (41) will always be used as the reference pressure.

5. Simulation results

Full compressible simulation of a gaussian density perturbation has been performed to validate the non-reflective character of the new boundary. The initial condition is the hydrostatic state, here equivalent to the large scale state, to which a density perturbation is added as

$$\rho(z, t = 0) = \rho_{LS}(z) + \rho_a \exp \left[-\frac{\left(z - \frac{H_0}{2}\right)^2}{d_a^2} \right], \quad (48)$$

where ρ_a is the perturbation amplitude [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$], d_a the characteristic spreading [m] of the initial perturbation and H_0 the height of the domain. The ground is set as slip wall and other boundaries are cyclic. The cells are 50 m long in each direction and the grid is $7 \times 3 \times 102$ in x, y, z direction respectively. The problem is actually quasi 1D at this point. This time step used is 0.05 s. No turbulence, relaxation and Rayleigh damping layer was added to look at the boundary efficiency without any help of other methods.

The wind advection scheme used is 4th order centered scheme used with RKC4 scheme, the scalar advection scheme is PPM in its monotonic and positive definite version. The numerical viscosity added to the momentum equation is set to $3 \cdot 10^3$ [Pa · s]. The Brunt-Väisälä frequency, defined as $N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}$, is set to 0.02 [s^{-1}].

5.1. Results for one-dimensional wave

For the simulations discussed in this section, the density perturbation is set to $\rho_a = 0.01$ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] and $d_a = 300$ [m]. The wind is set to zero everywhere so only the acoustic signal will generate wind. The stability coefficients are set to $K_3 = 0$ [s^{-1}], $K_4 = 0.1$ [s^{-1}]. The relaxation coefficient K_1 is set to 0.1 [s^{-1}].

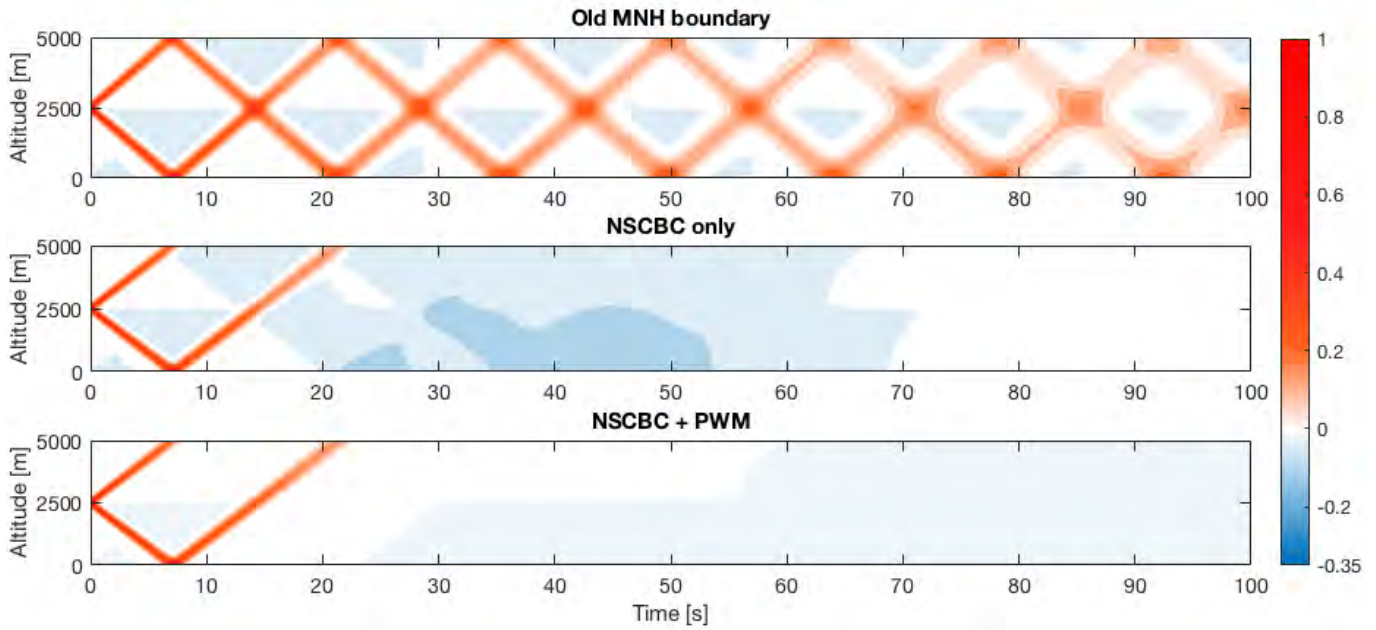


Fig. 2 : Relative density anomaly [-] for the different boundaries. CI : 0.05

which allows no drift from the large scale density. For the NSCBC simulation, $K_2 = 0 [s^{-1}]$ and for the plane wave masking simulation, it is equal to K_1 . Both simulation are compared with the old boundary condition, denoted MNH, which forces $w = 0$ at the top and computes other quantities with hydrostatic equilibrium equation.

The relative density anomaly is defined by

$$\tilde{\rho}^* = \frac{\tilde{\rho}}{\rho_a} = \frac{\rho - \rho_{LS}}{\rho_a}. \tag{49}$$

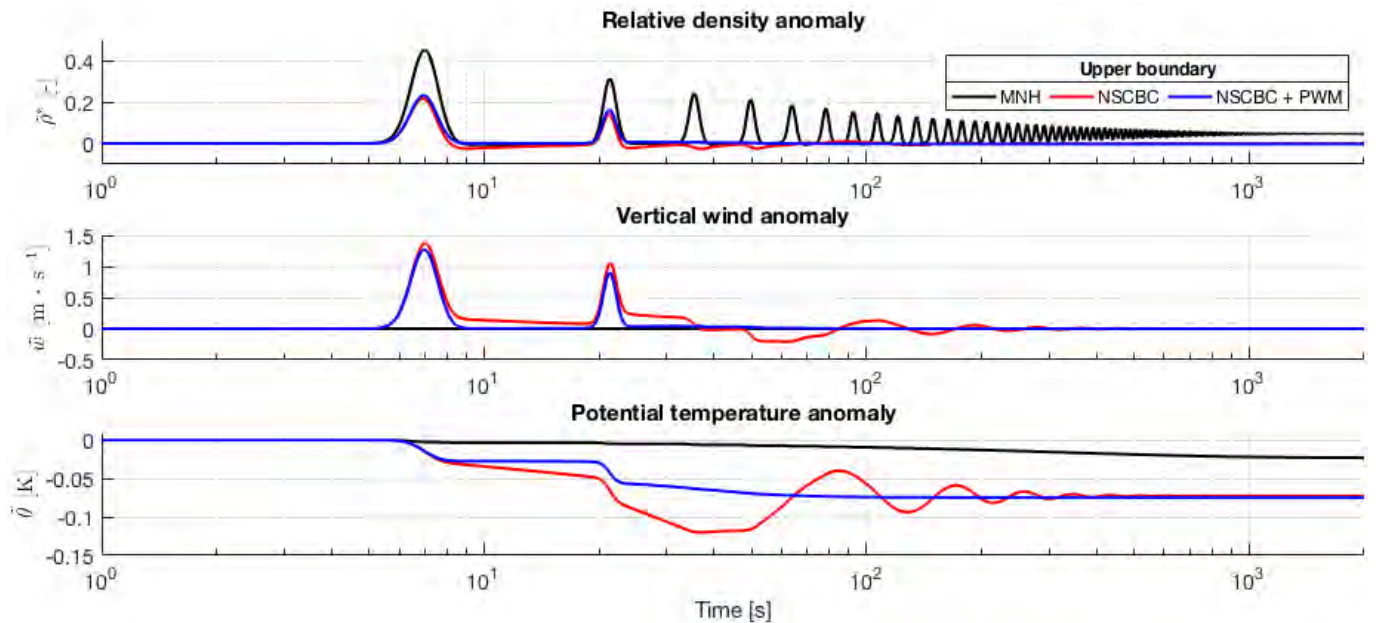
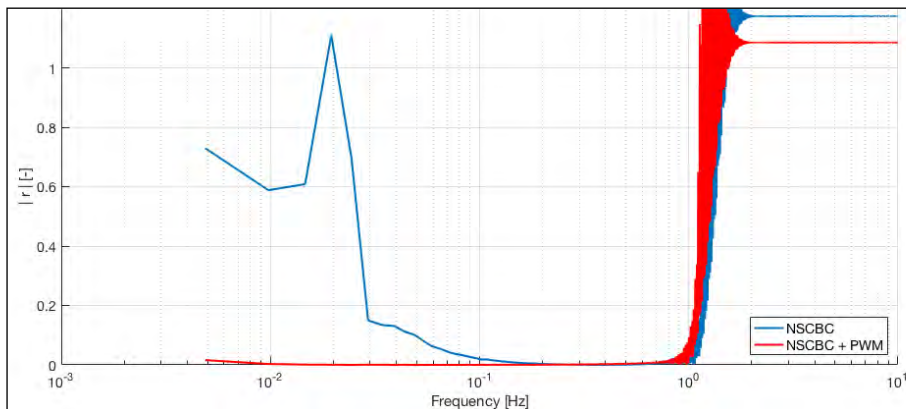


Fig. 3 : Main fields anomaly over time at the upper boundary for the different methods for 1D gaussian wave perturbation

As shown Fig. 2, the old boundary reflects the whole signal and the numerical viscosity diffuses it through time, that is why the amplitude of the relative density anomaly decreases and its spreading increases. The behavior is completely non satisfying because of the perturbation near the ground that were reflected on the upper boundary. The NSCBC does a quite good job with this coefficient but there is still an important reflection which is not compliant enough with the first criterion (a). The plane wave masking extension does a great improvement in radiating the waves as no reflection occurs. In order to better understand and quantify the dynamic and static behavior of each boundaries, the difference fields are studied at the boundary.

In Fig. 3, the static behavior is reached around 1000s for both MNH and NSCBC boundaries whereas the PWM extension strikes the balance in ~400s. Moreover, the final state is the same for NSCBC, with and without PWM, which is consistent with the study in section 4.4. The new boundary converges to zero anomaly for both wind and density and advects the potential temperature in the same way that the inner domain, *i.e.* the vertical gradient of θ is zero. On the other hand, the dynamic behavior is the capability to radiate efficiently an incoming wave. The MNH boundary is not good at this exercise as the wind is strictly zero at the boundary, which explains the low advection of the potential temperature. The waves are constantly bouncing on the boundaries while the numerical diffusion weakens the wave amplitude. The NSCBC boundary is more efficient but is not perfect as some residual wind and density anomaly are still existing after the wave passage across the domain limit. Therefore, some oscillations of



of the wind and consequently on potential temperature are induced in the domain. The plane wave masking extension fixes those problems in changing the dynamic behavior of the boundary which leads to zero residual density and wind anomalies after the wave crossing.

Fig. 4 : Reflection coefficient for one-dimensional wave without and with plane wave masking

The overall performance of the boundaries can also be shown on the reflection coefficient. On Fig. 4, the plane wave masking gets

near zero reflection for low-frequencies as predicted. The classic NSCBC is partially non-reflecting and is partially compliant with the requirements for the new boundary.

5.2. Results for spherical wave

The grid used is now $326 \times 3 \times 102$ in x, y, z directions respectively. Cell size, time step, temporal and spatial schemes are the same that the ones used in section 5.1. The initial perturbation formulation is now two dimensional in order to test the boundary for non-normal incoming waves.

$$\rho(z, t = 0) = \rho_{LS} + \rho_a \exp \left[-\frac{\left(z - \frac{H_0}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{L_0}{2}\right)^2}{d_a^2} \right] \quad (49)$$

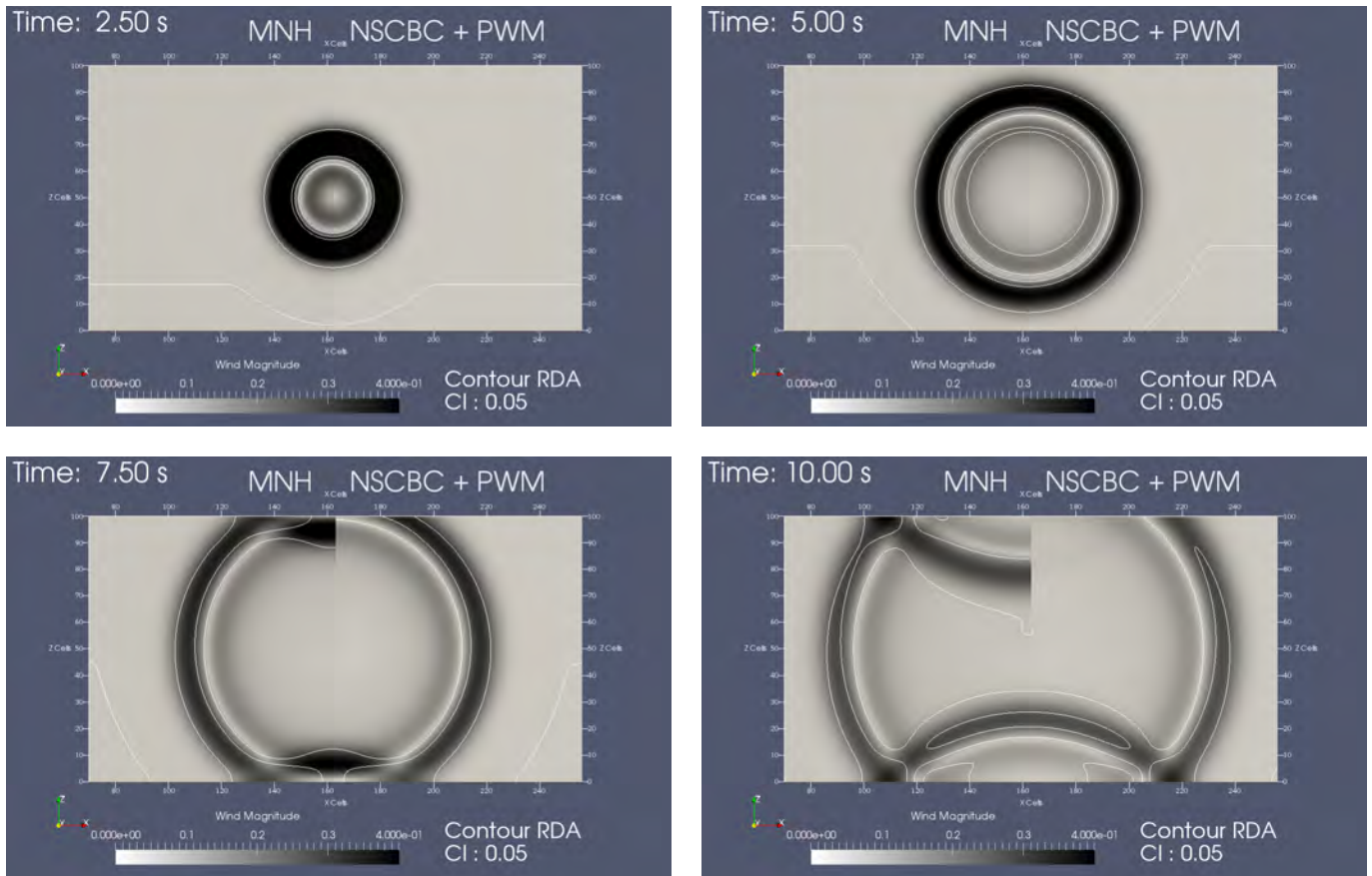


Fig. 5 : Comparison of spherical wave radiation for MNH (left part of each image) and NSCBC + PWM (right part of each image). Wind magnitude is presented in colored contour and Relative Density Anomaly (RDA) in white line contour for -0.05 , 0 and 0.05 [-].

Fig. 5 shows that the new boundary radiates the spherical wave as well as the normal wave. The two top images show the wave expansion before the boundary interaction. The bottom left image points the reflection on the left part and the wave passing through on the right side. At that moment, the incoming wave reaches the boundary with normal direction, so the behavior is consistent with the one dimensional study. The bottom right image shows the strong reflection for the old boundary condition and the correct radiation for the new boundary even if the wave comes with an oblique direction. The sphericity is not affected by the local 1D hypothesis at the boundary.

6. Conclusion and prospects

The new boundary implemented in the compressible version of Meso-NH has shown great interests in evacuating acoustic waves in order to get a better precision near of the ground. To allow waves to go out of the domain, the NSCBC theory with the plane wave masking layer has been implemented and tested for planar, oblique and spherical waves. Its behavior has also been checked for various academic and classic Meso-NH cases as hydrostatic and non-hydrostatic orographic waves as well as fire experiments. Then, the new boundary is compliant with all of the criterions given in section 1. The new boundary should lead to a better accuracy near of the fire front for future simulations. The compressible assumption will be evaluated with the FireFlux experiment (Filippi *et al.* 2013) and compared to results already gathered by the anelastic version of Meso-NH on Aullene fire in Corsica (Filippi *et al.* 2018).

References

- Colonius, T. (2004). Modeling Artificial Boundary Conditions for Compressible Flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36(1), 315–345.
- Filippi, J.-B., F. Bosseur, C. Mari, C. Lac, P. Le Moigne, B. Cuenot, D. Veynante, D. Cariolle, and J. H. Balbi, (2009). Coupled atmosphere-wildland fire modelling, *J. Adv. Model Earth Syst.*, 1, #11.
- Filippi, J.-B., X. Pialat, and C. G. Clements, (2013). Assessment of ForeFire/Meso-NH for wildland fire/atmosphere coupled simulation of the FireFlux experiment, *Proc. Combustion Inst.*, 34, 2633-2640.
- Filippi, J.-B., Bosseur, F., Mari, C., & Lac, C. (2018). Simulation of a large wildfire in a coupled Fire-Atmosphere model, *Atmosphere*, 9(6), 218.
- Lac, C., J.-P. Chaboureau, V. Masson, J.-P. Pinty, P. Tulet, J. Escobar, M. Leriche, and co-authors (2018). Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, *Geosci. Model Dev.*, p. in discussion.
- Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, and J. Vila-Guerau de Arellano, (1998). The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, 16, 90-109.
- Lodato, G., Domingo, P., & Vervisch, L. (2008). Three-dimensional boundary conditions for direct and large-eddy simulation of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 227(10), 5105–5143.
- Polifke, W., Wall, C., & Moin, P. (2006). Partially reflecting and non-reflecting boundary conditions for simulation of compressible viscous flow. *Journal of Computational Physics*.
- Poinsot, T. J., & Lele, S. K. (1992). Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 101(1), 104–129.
- Rudy, D. H., & Strikwerda, J. C. (1980). A nonreflecting outflow boundary condition for subsonic navier-stokes calculations. *Journal of Computational Physics*, 36(1), 55–70.
- Selle, L., Nicoud, F., & Poinsot, T. (2004). Actual Impedance of Nonreflecting Boundary Conditions: Implications for Computation of Resonators. *AIAA Journal*, 42(5), 958–964.
- Thompson, K. W. (1987). Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *Journal of Computational Physics*, 68(1), 1–24.

Annexe F

Évaluation des méthodes de calcul des indices de Sobol

On évalue les trois méthodes présentées dans la Section IV.3 (LR, DLR et Saltelli) sur des cas de complexité croissante afin de contrôler l'implémentation de ces méthodes avant de les utiliser dans l'étude de sensibilité de la paramétrisation de Balbi. On choisit de présenter deux cas : *i*) le modèle linéaire additif à quatre paramètres utilisé en exemple dans la Section IV.3 et *ii*) le cas d'Ishigami [Ishigami and Homma, 1990].

Modèle linéaire additif On reprend le modèle à quatre paramètres $Y = f(\underline{X}) = \sum_{i=1}^4 \Omega_i X_i$, avec $\Omega_i \in \mathbb{R}$ et $X_i = \mathcal{N}(0, 2)$. Dans ce cas, on peut calculer les indices d'ordre 1 théoriques et on peut montrer qu'il n'existe pas d'interaction entre les paramètres d'entrée, ce qui implique $\sum_{i=1}^4 S_i = 1$. Les estimations des indices avec les trois méthodes sont en accord avec les indices théoriques (Figure F.1). Dans un cas linéaire additif, les méthodes sont capables de déterminer avec précision l'effet des différents paramètres du modèle sur la sortie de ce dernier.

Ishigami La fonction d'Ishigami [Ishigami and Homma, 1990] est un cas test bien connu de l'analyse de sensibilité [Sobol and Levitan, 1999; Marrel et al., 2009]. Le modèle dépend de trois entrées (X_1, X_2, X_3) , $d = 3$, via la fonction suivante :

$$Y = \sin(X_1) + A \sin^2(X_2) + BX_3^4 \sin(X_1), \quad (A, B) \in \mathbb{R}_*^2, \quad (\text{F.1})$$
$$X_i \sim \mathcal{U}(-\pi, \pi).$$

D'après Sobol and Levitan [1999], on peut calculer les indices de Sobol à partir des quantités suivantes :

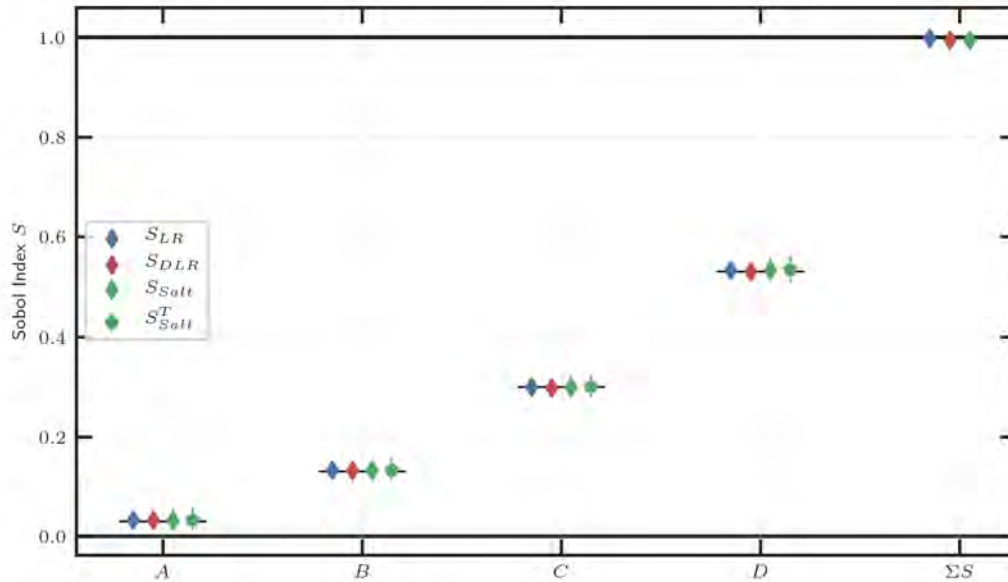


Figure F.1 – Indices de Sobol pour le modèle linéaire additif à quatre paramètres avec $N = 20000$ et $m = 50$. Les losanges représentent les indices d'ordre 1 pour les méthodes LR, DLR et Saltelli. Les pentagones représentent les indices totaux pour la méthode de Saltelli. Les barres d'erreur de la méthode de Saltelli sont représentées par les barres verticales. La somme des indices du premier ordre est représentée en dernière colonne. Les lignes noires représentent les valeurs théoriques des indices de Sobol pour ce cas.

$$D_1 = \frac{1}{2} + \frac{B\pi^4}{5} + \frac{B^2\pi^8}{50}, \quad (\text{F.2})$$

$$D_2 = \frac{A^2}{8}, \quad (\text{F.3})$$

$$D_{13} = \left(\frac{1}{18} - \frac{1}{50} \right) B^2\pi^8, \quad (\text{F.4})$$

$$D = \frac{1}{2} + \frac{A^2}{8} + \frac{B\pi^4}{5} + \frac{B^2\pi^8}{18}. \quad (\text{F.5})$$

On déduit $S_i = D_i/D$ avec tous les autres coefficients nuls $S_3 = S_{12} = S_{23} = S_{123} = 0$. Pour ce test, on choisit les valeurs $A = 7$ et $B = 0.05$ conformément à Sobol and Levitan [1999].

Pour ce cas montrant des non-linéarités dans la fonction et des interactions entre les variables d'entrées, on peut noter que la méthode linéaire n'est pas adaptée pour évaluer les indices de Sobol. Les méthodes DLR et Saltelli sont capables d'évaluer avec précision la valeur des indices de premier ordre. La méthode de Saltelli permet également de calculer les indices totaux avec précision.

Ces deux cas montrent que l'implémentation des méthodes de calcul des indices de Sobol avec un échantillonnage par séquence de Sobol permet de calculer les indices de sensibilité pour des cas linéaires additifs et non linéaires non additifs. On peut donc utiliser ce protocole de calcul pour l'analyse de sensibilité des modèles dans BLAZE, en prenant soin de ne prendre en compte la valeur donnée par la méthode de régression linéaire uniquement dans le cas où il n'y a pas d'estimation d'interactions entre paramètres ($S_i = S_i^T$).

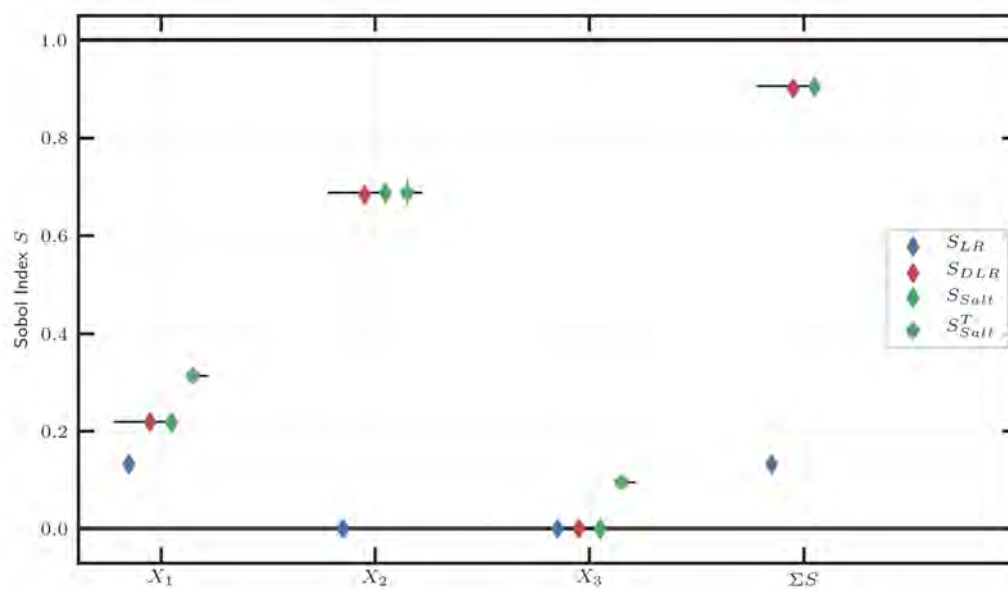


Figure F.2 – Même légende que la Figure F.1 pour la fonction d'Ishigami avec $A = 7$ et $B = 0.05$.

Bibliographie

- Abatzoglou, J. T., Williams, A. P., and Barbero, R. (2019). Global emergence of anthropogenic climate change in fire weather indices. *Geophysical Research Letters*, 46(1) :326–336. 16
- Alaka, M. A. (1960). The airflow over mountains. *WMO Tech. Note*, 34 :1–135. 170
- Albini, F. A. (1976). *Estimating wildfire behavior and effects*, volume 30. Department of Agriculture, Forest Service, Intermountain Forest and Range 32
- Albini, F. A. (1985). A model for fire spread in wildland fuels by-radiation. *Combustion Science and Technology*, 42(5-6) :229–258. 24
- Alexander, M. E. and Cruz, M. G. (2013). Limitations on the accuracy of model predictions of wildland fire behaviour : a state-of-the-knowledge overview. *The forestry chronicle*, 89(3) :372–383. 34
- Alexander, M. E. and Lanoville, R. (1989). *Predicting fire behavior in the black spruce-lichen woodland fuel type of western and northern Canada*. Northern Forestry Centre. 28
- Allaire, F., Filippi, J.-B., and Mallet, V. (2020). Generation and evaluation of an ensemble of wildland fire simulations. *International journal of wildland fire*, 29(2) :160–173. 53, 62, 224
- Allaire, F., Mallet, V., and Filippi, J. B. (2021a). Emulation of wildland fire spread simulation using deep learning. 62
- Allaire, F., Mallet, V., and Filippi, J.-B. (2021b). Novel method for a posteriori uncertainty quantification in wildland fire spread simulation. *Applied Mathematical Modelling*, 90 :527–546. 62
- Allison, R. S., Johnston, J. M., Craig, G., and Jennings, S. (2016). Airborne optical and thermal remote sensing for wildfire detection and monitoring. *Sensors*, 16(8) :1310. 45
- Almgren, A. S., Bell, J. B., Rendleman, C. A., and Zingale, M. (2006). Low mach number modeling of type ia supernovae. i. hydrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 637(2) :922. 165
- Anderson, D., Catchpole, E., De Mestre, N., and Parkes, T. (1982). Modelling the spread of grass fires. *The ANZIAM Journal*, 23(4) :451–466. 32, 33
- Anderson, H. E. (1969). Heat transfer and fire spread. *USDA Forest Service Research Paper INT*. 30
- Anderson, W. R., Catchpole, E., and Butler, B. (2010). Convective heat transfer in fire spread through fine fuel beds. *International Journal of Wildland Fire*, 19(3) :284–298. 24
- Andrews, P. L. (2018). The rothermel surface fire spread model and associated developments : A comprehensive explanation. *Gen. Tech. Rep. RMRS-GTR-371. Fort Collins, CO : US Department of Agriculture, Forest Service, Rocky Mountain Research Station. 121 p., 371. 32*

- Andrews, P. L., Cruz, M. G., and Rothermel, R. C. (2013). Examination of the wind speed limit function in the rothermel surface fire spread model. *International Journal of Wildland Fire*, 22 :959–969. 32
- Andrews, P. L., Loftsgaarden, D. O., and Bradshaw, L. S. (2003). Evaluation of fire danger rating indexes using logistic regression and percentile analysis. *International Journal of Wildland Fire*, 12(2) :213–226. 20
- Arpaci, A., Eastaugh, C. S., and Vacik, H. (2013). Selecting the best performing fire weather indices for austrian ecoregions. *Theoretical and applied climatology*, 114(3-4) :393–406. 20
- Augustin, F. and Rentrop, P. (2012). Stochastic Galerkin techniques for random ordinary differential equations. *Numerische Mathematik*, 122(3) :399–419. 53
- Balbi, J. H., Chatelon, F. J., Morvan, D., Rossi, J. L., Marcelli, T., and Morandini, F. (2020). A convective–radiative propagation model for wildland fires. *International journal of wildland fire*, 29(8) :723–738. 32
- Balbi, J. H., Morandini, F., Silvani, X., Filippi, J. B., and Rinieri, F. (2009). A physical model for wildland fires. *Combustion and Flame*, 156(12) :2217–2230. 24, 32, 69
- Barbero, R., Abatzoglou, J. T., Pimont, F., Ruffault, J., and Curt, T. (2020). Attributing increases in fire weather to anthropogenic climate change over france. *Frontiers in Earth Science*, 8 :104. 20
- Baudin, M., Dutfoy, A., Iooss, B., and Popelin, A.-L. (2015). Open turns : An industrial software for uncertainty quantification in simulation. 204
- Bauer, P., Thorpe, A., and Brunet, G. (2015). The quiet revolution of numerical weather prediction. *Nature*, 525(7567) : 47–55. 53
- Baughman, R. G. and Albin, F. A. (1980). Estimating midflame windspeeds. In *Proceedings of Sixth Conference on Fire and Forest Meteorology*, pages 22–24. 39
- Beezley, J., Kochanski, A., Kondratenko, V., Mandel, J., and Sousedik, B. (2010). Simulation of the meadow creek fire using wrf-fire. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 1, page 1478. 40
- Bento-Gonçalves, A. and Vieira, A. (2020). Wildfires in the wildland-urban interface : Key concepts and evaluation methodologies. *Science of the total environment*, 707 :135592. 18
- Black, C., Tesfaigzi, Y., Bassein, J. A., and Miller, L. A. (2017). Wildfire smoke exposure and human health : Significant gaps in research for a growing public health issue. *Environmental toxicology and pharmacology*, 55 :186–195. 1, 17
- Boone, A., Calvet, J.-C., and Noilhan, J. (1999). Inclusion of a third soil layer in a land surface scheme using the force–restore method. *Journal of Applied Meteorology*, 38(11) :1611–1630. 42

- Bova, A. S., Mell, W. E., and Hoffman, C. M. (2016). A comparison of level set and marker methods for the simulation of wildland fire front propagation. *International Journal of Wildland Fire*, 25(2) :229–241. 33, 34, 36
- Bowman, D. M., Kolden, C. A., Abatzoglou, J. T., Johnston, F. H., van der Werf, G. R., and Flannigan, M. (2020). Vegetation fires in the anthropocene. *Nature Reviews Earth & Environment*, 1(10) :500–515. 1, 16
- Box, G. E., Hunter, W. H., Hunter, S., et al. (1978). *Statistics for experimenters*, volume 664. John Wiley and sons New York. 59
- Bradshaw, L. S. (1984). *The 1978 national fire-danger rating system : technical documentation*, volume 169. US Department of Agriculture, Forest Service, Intermountain Forest and Range 20
- Bresenham, J. E. (1965). Algorithm for computer control of a digital plotter. *IBM Systems journal*, 4(1) :25–30. 138
- Brown, T., Clements, C., Larkin, N., Anderson, K., Butler, B., Goodrick, S., Ichoku, C., Lamb, B., Mell, R., Ottmar, R., et al. (2014). Validating the next generation of wildland fire and smoke models for operational and research use—a national plan. Technical report, Report 13-S-01-01. 48
- Bryan, G. H. and Fritsch, J. M. (2002). A benchmark simulation for moist nonhydrostatic numerical models. *Monthly Weather Review*, 130(12) :2917–2928. 163, 165
- Burgan, R. E. (1988). *1988 revisions to the 1978 national fire-danger rating system*, volume 273. US Department of Agriculture, Forest Service, Southeastern Forest Experiment 20
- Burgot, T. (2017). Développement d’un schéma numérique temporel dans la version compressible du modèle Méso-NH. Technical report, Météo-France, Toulouse. 2, 62, 146, 157, 223
- Caniaux, G., Redelsperger, J., and Lafore, J. P. (1994). A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. part i : General description and water and heat budgets. *Journal of Atmospheric Sciences*, 51(14) :2046–2074. 42
- Caon, L., Vallejo, V. R., Ritsema, C. J., and Geissen, V. (2014). Effects of wildfire on soil nutrients in mediterranean ecosystems. *Earth-Science Reviews*, 139 :47–58. 16
- Carpenter Jr, R. L., Droegemeier, K. K., Woodward, P. R., and Hane, C. E. (1990). Application of the piecewise parabolic method (ppm) to meteorological modeling. *Monthly Weather Review*, 118(3) :586–612. 163, 165
- Castle, D. C. (2015). *Numerical modeling of laboratory-scale surface-to-crown fire transition*. PhD thesis, San Diego State University. 36
- Cheney, N., Gould, J., and Catchpole, W. (1993). The influence of fuel, weather and fire shape variables on fire-spread in grasslands. *International Journal of Wildland Fire*, 3(1) :31–44. 47

- Chuvieco, E., Lizundia-Loiola, J., Pettinari, M. L., Ramo, R., Padilla, M., Tansey, K., Mouillot, F., Laurent, P., Storm, T., Heil, A., et al. (2018). Generation and analysis of a new global burned area product based on modis 250 m reflectance bands and thermal anomalies. *Earth System Science Data*, 10(4) :2015–2031. 15
- Clark, T. L., Coen, J., and Latham, D. (2004). Description of a coupled atmosphere-fire model. *International Journal of Wildland Fire*, 13(1) :49–63. 25, 39
- Clark, T. L., Jenkins, M. A., Coen, J., and Packham, D. (1996a). A coupled atmosphere fire model : Convective feedback on fire-line dynamics. *Journal of Applied Meteorology*, 35(6) :875–901. 25, 39, 40
- Clark, T. L., Jenkins, M. A., Coen, J., and Packham, D. R. (1996b). A coupled atmosphere-fire model : Role of the convective froude number and dynamic fingering at the fireline. *International Journal of Wildland Fire*, 6(4) :177–190. 39, 40
- Clements, C. B., Kochanski, A. K., Seto, D., Davis, B., Camacho, C., Lareau, N. P., Contezac, J., Restaino, J., Heilman, W. E., Krueger, S. K., Butler, B., Ottmar, R. D., Vihnanek, R., Flynn, J., Filippi, J.-B., Barboni, T., Hall, D. E., Mandel, J., Jenkins, M. A., O'Brien, J., Hornsby, B., and Teske, C. (2019). The FireFlux II experiment : a model-guided field experiment to improve understanding of fire-atmosphere interactions and fire spread. *International Journal of Wildland Fire*, 28 :308–326. 12, 47
- Clements, C. B., Potter, B. E., and Zhong, S. (2006). In situ measurements of water vapor, heat, and CO₂ fluxes within a prescribed grass fire. *International Journal of Wildland Fire*, 15 :299–306. 47
- Clements, C. B., Zhong, S., Goodrick, S., Li, J., Potter, B. E., Bian, X., Heilman, W. E., Charney, J. J., Perna, R., Jang, M., Lee, D., Patel, M., Street, S., and Aumann, G. (2007). Observing the Dynamics of Wildland Grass Fires. *Bulletin of the American Meteorological Society*, (September). 3, 12, 40, 47
- Coen, J. L., Cameron, M., Michalakes, J., Patton, E. G., Riggan, P. J., and Yedinak, K. M. (2013). Wrf-fire : coupled weather–wildland fire modeling with the weather research and forecasting model. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 52(1) :16–38. 39
- Coen, J. L., Schroeder, W., and Quayle, B. (2018a). The generation and forecast of extreme winds during the origin and progression of the 2017 tubbs fire. *Atmosphere*, 9(12). 39
- Coen, J. L., Stavros, E. N., and Fites-Kaufman, J. A. (2018b). Deconstructing the king megafire. *Ecological Applications*, 28(6) :1565–1580. 39
- Colella, P. and Woodward, P. R. (1984). The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations. *Journal of Computational Physics*, 54(1) :174–201. 42, 157
- Costes, A., Lac, C., Masson, V., and Rochoux, M. C. (2018). An upper non-reflecting boundary condition for atmospheric compressible flow. In *VIII International Conference on Forest Fire Research*, number 1, pages 900–912. Imprensa da Universidade de Coimbra. 161

- Cunningham, P., Goodrick, S. L., Hussaini, M. Y., and Linn, R. R. (2005). Coherent vortical structures in numerical simulations of buoyant plumes from wildland fires. *International Journal of Wildland Fire*, 14(1) :61–75. 184
- Cussac, M., Marécal, V., Thouret, V., Josse, B., and Sauvage, B. (2020). The impact of biomass burning on upper tropospheric carbon monoxide : a study using mocage global model and iagos airborne data. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 20(15) :9393–9417. 12, 48
- Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L. (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562) :1–30. 42, 130
- Daley, R. (1991). *Atmospheric data analysis*. Cambridge University Press. 53
- De Rocquigny, E., Devictor, N., and Tarantola, S. (2008). *Uncertainty in industrial practice : a guide to quantitative uncertainty management*. John Wiley & Sons. 57
- Deeming, J. E., Burgan, R. E., and Cohen, J. D. (1977). *The national fire-danger rating system—1978*, volume 39. Intermountain Forest and Range Experiment Station, Forest Service, US 20
- Di Giuseppe, F., Vitolo, C., Krzeminski, B., Barnard, C., Maciel, P., and San-Miguel, J. (2020). Fire weather index : the skill provided by the european centre for medium-range weather forecasts ensemble prediction system. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 20(8) :2365–2378. 20
- Dowdy, A. J., Mills, G. A., Finkele, K., and de Groot, W. (2009). Australian fire weather as represented by the mcarthur forest fire danger index and the canadian forest fire weather index. *Centre for Australian Weather and Climate Research Tech. Rep*, 10 :91. 20
- Doyle, J. and Skamarock, W. (2005). 2D hydrostatic and nonhydrostatic mountain waves. 170
- Duarte, M., Almgren, A. S., Balakrishnan, K., Bell, J. B., and Romps, D. M. (2014). A numerical study of methods for moist atmospheric flows : Compressible equations. *Monthly Weather Review*, 142(11) :4269–4283. 163, 165
- Dupuy, J.-l., Fargeon, H., Martin-StPaul, N., Pimont, F., Ruffault, J., Guijarro, M., Hernando, C., Madrigal, J., and Fernandes, P. (2020). Climate change impact on future wildfire danger and activity in southern europe : a review. *Annals of Forest Science*, 77(2) :1–24. 21
- Dupuy, J.-L. and Larini, M. (1999). Fire spread through a porous forest fuel bed : a radiative and convective model including fire-induced flow effects. *International Journal of Wildland Fire*, 9(3) :155–172. 24
- Dupuy, J.-L., Pimont, F., Linn, R., and Clements, C. B. (2014). *FIRETEC evaluation against the FireFlux experiment : preliminary results*, pages 261–274. Imprensa da Universidade de Coimbra, Coimbra. 35

- Durrán, D. R. (1989). Improving the Anelastic Approximation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(11) :1453–1461. 149
- Efron, B. and Stein, C. (1981). The jackknife estimate of variance. *The Annals of Statistics*, pages 586–596. 60
- Evensen, G. (2003). The Ensemble Kalman Filter : Theoretical formulation and practical implementation. *Ocean Dynamics*, 53 : 343–367. 55
- Fargeon, H., Pimont, F., Martin-StPaul, N., De Caceres, M., Ruffault, J., Barbero, R., and Dupuy, J. (2020). Projections of fire danger under climate change over france : where do the greatest uncertainties lie? *Climatic Change*, 160(3) :479–493. 1, 21
- Faroux, S., Kaptué Tchuenté, A., Roujean, J.-L., Masson, V., Martin, E., and Moigne, P. L. (2013). Ecoclimap-ii/europe : A twofold database of ecosystems and surface parameters at 1 km resolution based on satellite information for use in land surface, meteorological and climate models. *Geoscientific Model Development*, 6(2) :563–582. 43
- Filippi, J.-B., Bosseur, F., Mari, C., and Lac, C. (2018). Simulation of a large wildfire in a coupled fire-atmosphere model. *Atmosphere*, 9(6). 2, 38, 43, 44
- Filippi, J.-B., Bosseur, F., Mari, C., Lac, C., Le Moigne, P., Cuenot, B., Veynante, D., Cariolle, D., and Balbi, J.-H. (2009). Coupled Atmosphere-Wildland Fire Modelling. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 1(4). 32, 33, 43, 130, 222
- Filippi, J.-B., Morandini, F., Balbi, J. H., and Hill, D. R. (2010). Discrete event front-tracking simulation of a physical fire-spread model. *Simulation*, 86(10) :629–646. 32
- Filippi, J.-B., Morandini, F., Balbi, J.-H., and Hill, D. R. C. (2011). Discrete event front-tracking simulation of a physical fire-spread model. *Simulation, Transactions of the Society for Modeling and Simulation International*, 87 :555–580. 222
- Filippi, J. B., Pialat, X., and Clements, C. B. (2013). Assessment of ForeFire/Meso-NH for wildland fire/atmosphere coupled simulation of the FireFlux experiment. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34 :2633–2640. 3, 43, 44, 47, 62, 69
- Finney, M. A. (1994). Modeling the spread and behavior of prescribed natural fires. In *Proceedings of the 12th conference on fire and forest meteorology*, pages 138–143. Society of American Foresters Bethesda, MD. 33
- Finney, M. A. (1998). FARSITE : Fire Area Simulator – Model Development and Evaluation. Technical report, US Department of Agriculture, Forest Service, Rocky Mountain Research Station. 33
- Finney, M. A., Cohen, J. D., Forthofer, J. M., McAllister, S. S., Gollner, M. J., Gorham, D. J., Saito, K., Akafuah, N. K., Adam, B. A., and English, J. D. (2015). Role of buoyant flame dynamics in wildfire spread. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112(32) :9833–9838. 23, 25, 26, 27

- Finney, M. A., Cohen, J. D., McAllister, S. S., and Jolly, W. M. (2013). On the need for a theory of wildland fire spread. *International journal of wildland fire*, 22(1) :25–36. 27
- Finney, M. A., Grenfell, I. C., McHugh, C. W., Seli, R. C., Trethewey, D., Stratton, R. D., and Brittain, S. (2011). A method for ensemble wildland fire simulation. *Environmental Modeling & Assessment*, 16(2) :153–167. 53
- Fouquart, Y. et al. (1980). Computations of solar heating of the earth’s atmosphere : A new parameterization. 42
- Frangieh, N., Morvan, D., Meradji, S., Accary, G., and Bessonov, O. (2018). Numerical simulation of grassland fires behavior using an implicit physical multiphase model. *Fire safety journal*, 102 :37–47. 23, 24, 25, 178, 195
- Friedlingstein, P., Jones, M., O’sullivan, M., Andrew, R., Hauck, J., Peters, G., Peters, W., Pongratz, J., Sitch, S., Le Quéré, C., et al. (2019). Global carbon budget 2019. *Earth System Science Data*, 11(4) :1783–1838. 1, 15
- Fromm, M., Lindsey, D. T., Servranckx, R., Yue, G., Trickl, T., Sica, R., Doucet, P., and Godin-Beekmann, S. (2010). The untold story of pyrocumulonimbus. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(9) :1193–1210. 1, 11, 17, 28
- Gal-Chen, T. and Somerville, R. C. (1975). On the use of a coordinate transformation for the solution of the navier-stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 17(2) :209–228. 41
- Geer, A. (2021). Learning earth system models from observations : machine learning or data assimilation ? *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 379(2194) :20200089. 224
- Ghaderi, M., Ghodrati, M., and Sharples, J. J. (2021). Les simulation of wind-driven wildfire interaction with idealized structures in the wildland-urban interface. *Atmosphere*, 12(1) :21. 178, 195
- Ghanem, R., Higdon, D., and Owhadi, H. (2017). *Handbook of uncertainty quantification*, volume 6. Springer. 53
- Gollner, M., Trouvé, A., Altintas, I., Block, J., De Callafon, R., Clements, C., Cortes, A., Ellicott, E., Filippi, J.-B., Finney, M., Ide, K., Jenkins, M.-A., Jimenez, D., Lautenberger, C., Mandel, J., Rochoux, M. C., and Simeoni, A. (2015). Towards data-driven operational wildfire spread modeling - Report of the NSF-funded WIFIRE workshop. Technical report, University of Maryland. 1, 26, 27, 45, 46
- Grishin, A., Gruzin, A., and Gruzina, E. (1984). Aerodynamics and heat exchange between the front of a forest fire and the surface layer of the atmosphere. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 25(6) :889–894. 24
- Halton, J. H. (1960). On the efficiency of certain quasi-random sequences of points in evaluating multi-dimensional integrals. *Numerische Mathematik*, 2(1) :84–90. 209

- Harremoës, P. and Madsen, H. (1999). Fiction and reality in the modelling world—balance between simplicity and complexity, calibration and identifiability, verification and falsification. *Water Science and Technology*, 39(9) :1–8. 52
- Hoeffding, W. (1992). A class of statistics with asymptotically normal distribution. In *Breakthroughs in statistics*, pages 308–334. Springer. 60
- Hoffman, C., Canfield, J., Linn, R., Mell, W., Sieg, C., Pimont, F., and Ziegler, J. (2016). Evaluating crown fire rate of spread predictions from physics-based models. *Fire Technology*, 52(1) :221–237. 36
- Hoffman, R. N. and Atlas, R. (2016). Future observing system simulation experiments. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 97(9) :1601–1616. 54
- Hyman, I. T., Ahyong, S. T., Köhler, F., McEvey, S. F., Milledge, G., Reid, C. A., and Rowley, J. J. (2020). Impacts of the 2019–2020 bushfires on new south wales biodiversity : a rapid assessment of distribution data for selected invertebrate taxa. *Technical Reports of the Australian Museum Online*, 32 :1–17. 16
- Ice, G. G., Neary, D. G., and Adams, P. W. (2004). Effects of wildfire on soils and watershed processes. *Journal of Forestry*, 102(6) :16–20. 16
- Ikawa, M. (1988). Comparison of some schemes for nonhydrostatic models with orography. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 66(5) :753–776. 148
- Iooss, B. and Lemaître, P. (2015). A review on global sensitivity analysis methods. In *Uncertainty management in simulation-optimization of complex systems*, pages 101–122. Springer. 57, 58
- Ishigami, T. and Homma, T. (1990). An importance quantification technique in uncertainty analysis for computer models. In *[1990] Proceedings. First International Symposium on Uncertainty Modeling and Analysis*, pages 398–403. IEEE. 257
- Jabouille, P., Guivarch, R., Kloos, P., Gazen, D., Gicquel, N., Giraud, L., Asencio, N., Ducrocq, V., Escobar, J., Redelsperger, J.-L., et al. (1999). Parallelization of the french meteorological mesoscale model mésonh. In *European Conference on Parallel Processing*, pages 1417–1422. Springer. 41
- Jansen, M. J. (1999). Analysis of variance designs for model output. *Computer Physics Communications*, 117(1-2) :35–43. 207
- Khaykin, S., Legras, B., Bucci, S., Sellitto, P., Isaksen, L., Tencé, F., Bekki, S., Bourassa, A., Rieger, L., Zawada, D., et al. (2020). Australian wildfires cause major perturbation of the stratosphere and generate a self-maintained smoke-charged vortex rising up to 35 km. 11, 17
- Knorr, W., Jiang, L., and Arneth, A. (2016). Climate, co 2 and human population impacts on global wildfire emissions. *Biogeosciences*, 13(1). 16
- Knorr, W., Lehsten, V., and Arneth, A. (2012). Determinants and predictability of global wildfire emissions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(15) :6845–6861. 16

- Kochanski, A. K., Beezley, J. D., Mandel, J., and Kim, M. (2012). Wrf fire simulation coupled with a fuel moisture model and smoke transport by wrf-chem. *arXiv preprint arXiv :1208.1059*. 40
- Kochanski, A. K., Fournier, A., and Mandel, J. (2018). Experimental design of a prescribed burn instrumentation. *Atmosphere*, 9(8) :296. 40
- Kochanski, A. K., Jenkins, M. A., Mandel, J., Beezley, J. D., Clements, C. B., and Krueger, S. (2013a). Evaluation of WRF-SFIRE performance with field observations from the FireFlux experiment. *Geoscientific Model Development*, 6(4) :1109–1126. 3, 40, 47, 62, 73, 134
- Kochanski, A. K., Jenkins, M. A., Mandel, J., Beezley, J. D., and Krueger, S. K. (2013b). Real time simulation of 2007 Santa Ana fires. *Forest Ecology and Management*, 294 :136–149. 40, 44
- Kochanski, A. K., Jenkins, M. A., Yedinak, K., Mandel, J., Beezley, J., and Lamb, B. (2016). Toward an integrated system for fire, smoke and air quality simulations. *International Journal of Wildland Fire*, 25(5) :534–546. 40
- Kochanski, A. K., Krueger, S. K., Jenkins, M. A., Mandel, J., and Beezley, J. D. (2011). Coupled atmosphere-fire simulations of fireflux : Impacts of model resolution on model performance. AMS, Ninth Symposium on Fire and Forest Meteorology, Palm Springs. 39, 40, 44, 73, 132
- Kochanski, A. K., Mallia, D. V., Fearon, M. G., Mandel, J., Souri, A. H., and Brown, T. (2019). Modeling wildfire smoke feedback mechanisms using a coupled fire-atmosphere model with a radiatively active aerosol scheme. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 124(16) :9099–9116. 2, 40
- Kucherenko, S. and Song, S. (2017). Different numerical estimators for main effect global sensitivity indices. *Reliability Engineering & System Safety*, 165 :222–238. 205
- Kumar, S. S., Picotte, J. J., and Peterson, B. (2019). Prototype downscaling algorithm for modis satellite 1 km daytime active fire detections. *Fire*, 2(2) :29. 45
- Kwakkel, J. H., Walker, W. E., and Marchau, V. A. (2010). Classifying and communicating uncertainties in model-based policy analysis. *International journal of technology, policy and management*, 10(4) :299–315. 49
- Lac, C., Masson, V., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Caumont, O., Colin, J., Couvreur, F., Cuxart, J., Delautier, G., Ducrocq, V., Geoffroy, O., Honnert, R., Lafore, J., Brossier, C., Libois, Q., Maric, T., Nuissier, O., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Ricard, D., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Stein, J., Taufour, M., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V., Chaboureaud, J., Pinty, J., Escobar, J., Leriche, M., Bechtold, P., Berthet, S., Cohard, J., Dauhut, T., Gazen, D., Gheusi, F., Mari, C., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Pantillon, F., Richard, E., Seyfried, L., Suhre, K., Wautelet, P., Tulet, P., Barthe, C., Bielli, S., Pianezze, J., Auguste, F., Lunet, T., Bosseur, F., Filippi, J., and Redelsperger,

- J. (2018). Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5) :1929–1969. 38, 42, 65, 148, 221
- Lafore, J. P., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Hérel, P., Mascart, P., Masson, V., Pinty, J. P., Redelsperger, J. L., Richard, E., and de Arellano, J. V.-G. (1998). The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. In *Annales Geophysicae*, volume 16, pages 90–109. 38, 65, 148, 221
- Lareau, N. P. and Clements, C. B. (2017). The mean and turbulent properties of a wildfire convective plume. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 56(8) :2289–2299. 46
- Larkin, N. K., Strand, T. M., Drury, S. A., Raffuse, S. M., Solomon, R. C., O’Neill, S. M., Wheeler, N., Huang, S., Roring, M., and Hafner, H. R. (2012). Phase 1 of the smoke and emissions model intercomparison project (semip) : creation of semip and evaluation of current models. 48
- Lautenberger, C. (2013). Wildland fire modeling with an eulerian level set method and automated calibration. *Fire Safety Journal*, 62 :289–298. 33, 67, 72, 224
- Linn, R., Anderson, K., Winterkamp, J., Brooks, A., Wotton, M., Dupuy, J.-L., Pimont, F., and Edminster, C. (2012). Incorporating field wind data into firetec simulations of the international crown fire modeling experiment (icfme) : preliminary lessons learned. *Canadian Journal of Forest Research*, 42(5) :879–898. 35
- Linn, R., Jonko, A., Winterkamp, J., Runde, I., Sieg, C., Parsons, R., and Pimont, F. (2018). *Numerical investigations of coupled fire-atmosphere feedbacks influencing fire behavior on slopes*, pages 1293–1295. Imprensa da Universidade de Coimbra, Coimbra. 35, 36
- Linn, R., Reisner, J., Colman, J. J., and Winterkamp, J. (2002). Studying wildfire behavior using FIRETEC. *International Journal of Wildland Fire*, 11 :233–246. 1, 35
- Linn, R., Winterkamp, J., Edminster, C., Colman, J. J., and Smith, W. S. (2007). Coupled influences of topography and wind on wildland fire behaviour. *International Journal of Wildland Fire*, 16(2) :183–195. 35
- Linn, R. R. (1997). *A transport model for prediction of wildfire behavior*. PhD thesis, New Mexico State University. 35
- Linn, R. R. and Cunningham, P. (2005). Numerical simulations of grass fires using a coupled atmosphere–fire model : Basic fire behavior and dependence on wind speed. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 110(13). 35
- Lipps, F. B. and Hemler, R. S. (1982). A scale analysis of deep moist convection and some related numerical calculations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(10) :2192–2210. 149
- Liu, Y., Kochanski, A., Baker, K. R., Mell, W., Linn, R., Paugam, R., Mandel, J., Fournier, A., Jenkins, M. A., Goodrick, S., et al. (2019). Fire behaviour and smoke modelling : mo-

- del improvement and measurement needs for next-generation smoke research and forecasting systems. *International journal of wildland fire*, 28(8) :570–588. 12, 45
- Lunet, T., Lac, C., Auguste, F., Visentin, F., Masson, V., and Escobar, J. (2017). Combination of weno and explicit runge–kutta methods for wind transport in the meso-nh model. *Monthly Weather Review*, 145(9) :3817–3838. 42, 157, 170
- Lynn, B. H., Healy, R., and Druyan, L. M. (2009). Investigation of hurricane katrina characteristics for future, warmer climates. *Climate Research*, 39(1) :75–86. 224
- Malardel, S. (2005). *Fondamentaux de météorologie : à l'école du temps*, volume 45. Cepadues. 41, 149
- Mallet, V., Keyes, D. E., and Fendell, F. (2009). Modeling wildland fire propagation with level set methods. *Computers & Mathematics with Applications*, 57(7) :1089–1101. 68
- Mandel, J., Amram, S., Beezley, J., Kelman, G., Kochanski, A., Kondratenko, V., Lynn, B., Regev, B., and Vejmelka, M. (2014). Recent advances and applications of wrf–sfire. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 14(10) :2829–2845. 39, 54
- Mandel, J., Beezley, J. D., and Kochanski, A. K. (2011). Coupled atmosphere-wildland fire modeling with WRF 3.3 and SFIRE 2011. *Geoscientific Model Development*, 4(3) :591–610. 39, 40, 54, 67, 68, 69
- Mandel, J., Beezley, J. D., Kochanski, A. K., Kondratenko, V. Y., and Kim, M. (2012). Assimilation of perimeter data and coupling with fuel moisture in a wildland fire–atmosphere dddas. *Procedia Computer Science*, 9 :1100–1109. 40
- Mandel, J., Farguell, A., Kochanski, A., Mallia, D., and Hilburn, K. (2021). Simple finite elements and multigrid for efficient mass-consistent wind downscaling in a coupled fire-atmosphere model. *arXiv preprint arXiv :2101.08453*. 38, 39
- Marrel, A., Iooss, B., Laurent, B., and Roustant, O. (2009). Calculations of sobol indices for the gaussian process metamodel. *Reliability Engineering & System Safety*, 94(3) :742–751. 257
- Martin, J. and Hillen, T. (2016). The spotting distribution of wildfires. *Applied Sciences*, 6(6) :177. 28
- Martinez, J. (2011). Analyse de sensibilité globale par décomposition de la variance. *Presentation in “Journée des GdR Ondes & Mascot*, 13. 207
- Masson, V. (2000). A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Boundary-layer meteorology*, 94(3) :357–397. 42
- Masson, V., Champeaux, J.-L., Chauvin, F., Meriguet, C., and Lacaze, R. (2003). A global database of land surface parameters at 1-km resolution in meteorological and climate models. *Journal of climate*, 16(9) :1261–1282. 43

- Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., Brousseau, P., Brun, E., Calvet, J.-C., Carrer, D., Decharme, B., Delire, C., Donier, S., Essaouini, K., Gibelin, A.-L., Giordani, H., Habets, F., Jidane, M., Kerdraon, G., Kourzeneva, E., Lafaysse, M., Lafont, S., Lebeaupin Brossier, C., Lemonsu, A., Mahfouf, J.-F., Marguinaud, P., Mokhtari, M., Morin, S., Pigeon, G., Salgado, R., Seity, Y., Taillefer, F., Tanguy, G., Tulet, P., Vincendon, B., Vionnet, V., and Voltaire, A. (2013). The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of Earth surface variables and fluxes. *Geoscientific Model Development*, 6 :929–960. 42, 136
- McRae, D., Jin, J.-Z., Conard, S., Sukhinin, A., Ivanova, G., and Blake, T. (2005). Infrared characterization of fine-scale variability in behavior of boreal forest fires. *Canadian Journal of Forest Research*, 35(9) :2194–2206. 45
- Mell, W., Charney, J., Jenkins, M. A., Cheney, P., and Gould, J. (2013). Numerical simulations of grassland fire behavior from the lanl-firetec and nist-wfds models. In *Remote Sensing and Modeling Applications to Wildland Fires*, pages 209–225. Springer. 36
- Mell, W., Maranghides, A., McDermott, R., and Manzello, S. L. (2009). Numerical simulation and experiments of burning douglas fir trees. *Combustion and Flame*, 156(10) :2023–2041. 36
- Mell, W., McNamara, D., Maranghides, A., McDermott, R., Forney, G., Hoffman, C., and Ginder, M. (2011). Computer modelling of wildland-urban interface fires. *Fire & Materials. San Francisco*. 36
- Mell, W. E., Jenkins, M. A., Gould, J., and Cheney, P. (2007). A physics-based approach to modelling grassland fires. *International Journal of Wildland Fire*, 16 :1–22. 1, 35, 36
- Meo, S., Abukhalaf, A., Alomar, A., and Alessa, O. (2020). Wildfire and covid-19 pandemic : effect of environmental pollution pm-2.5 and carbon monoxide on the dynamics of daily cases and deaths due to sars-cov-2 infection in san-francisco usa. *European review for medical and pharmacological sciences*, 24(19) :10286–10292. 17
- Mesinger, F. and Arakawa, A. (1976). Numerical methods used in atmospheric models. 156
- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., and Clough, S. A. (1997). Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D14) :16663–16682. 42
- Modugno, S., Balzter, H., Cole, B., and Borrelli, P. (2016). Mapping regional patterns of large forest fires in wildland–urban interface areas in europe. *Journal of environmental management*, 172 :112–126. 18
- Mölders, N. (2010). Comparison of canadian forest fire danger rating system and national fire danger rating system fire indices derived from weather research and forecasting (wrf) model data for the june 2005 interior alaska wildfires. *Atmospheric Research*, 95(2-3) :290–306. 20

- Moody, J. A., Shakesby, R. A., Robichaud, P. R., Cannon, S. H., and Martin, D. A. (2013). Current research issues related to post-wildfire runoff and erosion processes. *Earth-Science Reviews*, 122 :10–37. 16
- Moran, C. J., Seielstad, C. A., Cunningham, M. R., Hoff, V., Parsons, R. A., Queen, L., Sauerbrey, K., and Wallace, T. (2019). Deriving fire behavior metrics from uas imagery. *Fire*, 2(2) :36. 45
- Morandini, F., Silvani, X., Honoré, D., Boutin, G., Susset, A., and Vernet, R. (2014). Slope effects on the fluid dynamics of a fire spreading across a fuel bed : Piv measurements and oh* chemiluminescence imaging. *Experiments in fluids*, 55(8) :1788. 27
- Morandini, F., Silvani, X., Rossi, L., Santoni, P.-A., Simeoni, A., Balbi, J.-H., Rossi, J. L., and Marcelli, T. (2006). Fire spread experiment across mediterranean shrub : Influence of wind on flame front properties. *Fire Safety Journal*, 41(3) :229–235. 123
- Morris, M. (1991). Factorial sampling plans for preliminary computational experiments. *Technometrics*, 33(2) : 161–174. 58
- Morvan, D. (2011). Physical phenomena and length scales governing the behaviour of wildfires : a case for physical modelling. *Fire technology*, 47(2) :437–460. 1
- Mueller, E., Mell, W., and Simeoni, A. (2014). Large eddy simulation of forest canopy flow for wildland fire modeling. *Canadian Journal of Forest Research*, 44(12) :1534–1544. 36
- Mueller, E. V., Skowronski, N., Clark, K., Gallagher, M., Kremens, R., Thomas, J. C., El Housami, M., Filkov, A., Hadden, R. M., Mell, W., et al. (2017). Utilization of remote sensing techniques for the quantification of fire behavior in two pine stands. *Fire Safety Journal*, 91 :845–854. 48
- Mueller, E. V., Skowronski, N. S., Clark, K. L., Gallagher, M. R., Mell, W. E., Simeoni, A., and Hadden, R. M. (2020). Detailed physical modeling of wildland fire dynamics at field scale-an experimentally informed evaluation. *Fire Safety Journal*, page 103051. 36
- Muñoz-Esparza, D., Kosović, B., Jiménez, P. A., and Coen, J. L. (2018). An accurate fire-spread algorithm in the weather research and forecasting model using the level-set method. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 10(4) :908–926. 33, 39, 68
- Nakamura, R., Shibayama, T., Esteban, M., and Iwamoto, T. (2016). Future typhoon and storm surges under different global warming scenarios : case study of typhoon haiyan (2013). *Natural Hazards*, 82(3) :1645–1681. 224
- Nelson, R. M., Butler, B. W., and Weise, D. R. (2012). Entrainment regimes and flame characteristics of wildland fires. *International Journal of Wildland Fire*. 25
- New South Wales Government (2020). NSW fire and the environment 2019-20 summary. Technical report, Department of Planning, Industry and Environment, Australia. 16

- Noble, I., Gill, A., and Bary, G. (1980). McArthur's fire-danger meters expressed as equations. *Australian Journal of Ecology*, 5(2) :201–203. 20
- Noilhan, J. and Planton, S. (1989). A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Monthly weather review*, 117(3) :536–549. 42
- Nolan, R. H., Boer, M. M., Collins, L., Resco de Dios, V., Clarke, H., Jenkins, M., Kenny, B., and Bradstock, R. A. (2020). Causes and consequences of eastern australia's 2019–20 season of mega-fires. *Global change biology*, 26(3) :1039–1041. 16
- Osher, S. and Fedkiw, R. P. (2003). *Level set methods and dynamic implicit surfaces*, volume 1. Springer New York. 68
- Osher, S. and Sethian, J. A. (1988). Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of computational physics*, 79(1) :12–49. 39, 68
- Ottmar, R. D., Hiers, J. K., Butler, B. W., Clements, C. B., Dickinson, M. B., Hudak, A. T., O'Brien, J. J., Potter, B. E., Rowell, E. M., Strand, T. M., et al. (2016a). Measurements, datasets and preliminary results from the rxcadre project–2008, 2011 and 2012. *International Journal of Wildland Fire*, 25(1) :1–9. 47, 48
- Ottmar, R. D., Hudak, A. T., Prichard, S. J., Wright, C. S., Restaino, J. C., Kennedy, M. C., and Vihnanek, R. E. (2016b). Pre-fire and post-fire surface fuel and cover measurements collected in the south-eastern United States for model evaluation and development – RxCADRE 2008, 2011 and 2012. *International Journal of Wildland Fire*, 25 :10–24. 12
- Overholt, K., Cabrera, J., Kurzawski, A., Koopersmith, M., and Ezekoye, O. (2014). Characterization of fuel properties and fire spread rates for little bluestem grass. *Fire Technology*, 50(1) :9–38. 36
- Parsons, R. A., Mell, W., and McCauley, P. (2010). Modeling the spatial distribution of forest crown biomass and effects on fire behavior with fuel3d and wfds. In *In : Viegas, DX, ed. Proceedings of the VI International Conference on Forest Fire Research ; 15-18 November 2010 ; Coimbra, Portugal. Coimbra, Portugal : University of Coimbra. 15 p.* 36
- Patton, E. G. and Coen, J. L. (2004). Wrf-fire : A coupled atmosphere-fire module for wrf. In *Preprints of Joint MM5/Weather Research and Forecasting Model Users' Workshop, Boulder, CO, June*, pages 22–25. Citeseer. 39, 40
- Paugam, R., Wooster, M., Freitas, S., and Val Martin, M. (2016). A review of approaches to estimate wildfire plume injection height within large-scale atmospheric chemical transport models. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 16(2) :907–925. 11, 17, 28, 48
- Paugam, R., Wooster, M. J., and Roberts, G. (2013). Use of handheld thermal imager data for airborne mapping of fire radiative power and energy and flame front rate of spread. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 51(6) :3385–3399. 45, 125, 142

- Peace, M., Mattner, T., Mills, G., Kepert, J., and McCaw, L. (2016). Coupled fire–atmosphere simulations of the rocky river fire using wrf-sfire. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 55(5) :1151–1168. 40, 44
- Penny, S. G. and Hamill, T. M. (2017). Coupled data assimilation for integrated earth system analysis and prediction. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 98(7) :ES169–ES172. 197
- Perez-Ramirez, Y., Mell, W. E., Santoni, P.-A., Tramoni, J.-B., and Bosseur, F. (2017). Examination of wfds in modeling spreading fires in a furniture calorimeter. *Fire Technology*, 53(5) :1795–1832. 36
- Pimont, F., Dupuy, J.-L., and Linn, R. (2012). Coupled slope and wind effects on fire spread with influences of fire size : a numerical study using firetec. *International journal of wildland fire*, 21(7) :828–842. 35
- Pimont, F., Dupuy, J.-L., Linn, R. R., and Dupont, S. (2009). Validation of firetec wind-flows over a canopy and a fuel-break. *International Journal of Wildland Fire*, 18(7) :775–790. 35
- Pimont, F., Dupuy, J.-L., Linn, R. R., and Dupont, S. (2011). Impacts of tree canopy structure on wind flows and fire propagation simulated with firetec. *Annals of forest science*, 68(3) :523–530. 27, 35
- Pinty, J.-P. and Jabouille, P. (1998). A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. In *Conf. on Cloud Physics*, pages 217–220. Amer. Meteor. Soc Everett, WA. 42
- Pitts, W. M. (1991). Wind effects on fires. *Progress in Energy and Combustion Science*, 17(2) :83–134. 24
- Poinsot, T. J. and Lelé, S. (1992). Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of computational physics*, 101(1) :104–129. 161
- Polifke, W., Wall, C., and Moin, P. (2006). Partially reflecting and non-reflecting boundary conditions for simulation of compressible viscous flow. *Journal of Computational Physics*, 213(1) :437–449. 161
- Prichard, S., Larkin, N. S., Ottmar, R., French, N. H., Baker, K., Brown, T., Clements, C., Dickinson, M., Hudak, A., Kochanski, A., Linn, R., Liu, Y., Potter, B., Mell, W., Tanzer, D., Urbanski, S., and Watts, A. (2019). The Fire and Smoke Model Evaluation Experiment – A plan for integrated, large fire–atmosphere field campaigns. *Atmosphere*, 10(2). 3, 45, 47, 224
- Prichard, S. J. and Ottmar, R. D. (2013). State of fire behavior models and their application to ecosystem and smoke management issues : Special session summary report. Technical report, WASHINGTON UNIV SEATTLE WA SCHOOL OF ENVIRONMENTAL AND FOREST SCIENCES. 12, 48

- Radeloff, V. C., Helmers, D. P., Kramer, H. A., Mockrin, M. H., Alexandre, P. M., Bar-Massada, A., Butsic, V., Hawbaker, T. J., Martinuzzi, S., Syphard, A. D., et al. (2018). Rapid growth of the us wildland-urban interface raises wildfire risk. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115(13) :3314–3319. 18
- Rehm, R. G., Baum, H. R., et al. (1978). The equations of motion for thermally driven, buoyant flows. *Journal of Research of the NBS*, 83(297-308) :2. 36
- Rehm, R. G. and McDermott, R. J. (2009). *Fire front propagation using the level-set method*. NIST, Technical Report 1611. 33
- Reisner, J., Wynne, S., Margolin, L., and Linn, R. (2000). Coupled atmospheric–fire modeling employing the method of averages. *Monthly Weather Review*, 128(10) :3683–3691. 35
- Richards, G. D. (1990). An elliptical growth model of forest fire fronts and its numerical solution. *International journal for numerical methods in engineering*, 30(6) :1163–1179. 33
- Richards, G. D. (1995). A general mathematical framework for modeling two-dimensional wildland fire spread. *International Journal of Wildland Fire*, 5(2) :63–72. 33
- Riebau, A., Fox, D., and Huber, C. (2018). Joint fire science program smoke science plan, 2010–2016 : Results and impacts. *Fire*, page 16. 48
- Riley, K. and Thompson, M. (2017). An uncertainty analysis of wildfire modeling. *Natural hazard uncertainty assessment : modeling and decision support. Monograph*, 223 :193–213. 49, 50, 203
- Rios, O., Valero, M. M., Pastor, E., and Planas, E. (2019). A Data-Driven Fire Spread Simulator : Validation in Vall-llobrega’s Fire. *Frontiers in Mechanical Engineering*, 5 :8. 54
- Rochoux, M. C., Collin, A., Zhang, C., Trouvé, A., Lucor, D., and Moireau, P. (2018). Front shape similarity measure for shape-oriented sensitivity analysis and data assimilation for eikonal equation. *ESAIM : Proceedings and Surveys*, 63 :258–279. 33, 55, 56, 223
- Rochoux, M. C., Costes, A., Paugam, R., and Trouvé, A. (2022). Assimilation de données pour les incendies de végétation. In Encyclopédie SCIENCES (Département Ingénierie et systèmes, Domaine Image, Thème Imagerie et télédétection), editor, *Inversion & Assimilation de données*. Yajing, Yan, ISTE Editions and Wiley edition. 3, 49, 54, 55, 63, 142, 197
- Rochoux, M. C., Emery, C., Ricci, S., Cuenot, B., and Trouvé, A. (2015). Towards predictive data-driven simulations of wildfire spread – Part II : Ensemble Kalman Filter for the state estimation of a front-tracking simulator of wildfire spread. *Natural Hazards and Earth System Science*, 15(8) :1721–1739. 56, 142
- Rochoux, M. C., Ricci, S., Lucor, D., Cuenot, B., and Trouvé, A. (2014). Towards predictive data-driven simulations of wildfire spread – Part I : Reduced-cost ensemble Kalman filter based on a polynomial chaos surrogate model for parameter estimation. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 14(11) :2951–2973. 56, 142

- Rodier, Q. (2014). Implémentation d'une nouvelle dynamique dans MesoNH et validation sur des cas extrêmes : feux de forêts et écoulements sur très fortes pentes. Technical report, Météo-France, Toulouse. 2, 62, 146, 153, 156, 157
- Rothermel, R. C. (1972). A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels. Technical report, U.S. Department of Agriculture, Forest Service, Intermountain forest and range experiment station, Ogden, Utah, USA. 32, 39, 201, 222
- Rothermel, R. C. (1991). Crown fire analysis and interpretation. In *Proceedings of the... Society of American Foresters National Convention (USA)*. 25, 222
- Ruffault, J., Curt, T., St-Paul, N. M., Moron, V., and Trigo, R. M. (2018). Extreme wildfire events are linked to global-change-type droughts in the northern mediterranean. 16
- Ruiz, J. J., Pulido, M., and Miyoshi, T. (2013). Estimating model parameters with ensemble-based data assimilation : A review. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 91(2) : 79–99. 56
- Saltelli, A. (2002). Making best use of model evaluations to compute sensitivity indices. *Computer physics communications*, 145(2) :280–297. 204, 206, 207
- Saltelli, A., Aleksankina, K., Becker, W., Fennell, P., Ferretti, F., Holst, N., Li, S., and Wu, Q. (2019). Why so many published sensitivity analyses are false : A systematic review of sensitivity analysis practices. *Environmental modelling & software*, 114 :29–39. 57, 59
- Saltelli, A., Ratto, M., Andres, T., Campolongo, F., Cariboni, J., Gatelli, D., Saisana, M., and Tarantola, S. (2008). *Global sensitivity analysis : the primer*. John Wiley & Sons. 59, 204, 206
- Saltelli, A. and Tarantola, S. (2002). On the relative importance of input factors in mathematical models : safety assessment for nuclear waste disposal. *Journal of the American Statistical Association*, 97(459) :702–709. 57
- Santoni, P.-A., Filippi, J.-B., Balbi, J.-H., and Bosseur, F. (2011). Wildland fire behaviour case studies and fuel models for landscape-scale fire modeling. *Journal of Combustion*, 2011 :ID613424. 24, 32, 69, 201, 204, 210, 221
- Schär, C., Leuenberger, D., Fuhrer, O., Lüthi, D., and Girard, C. (2002). A new terrain-following vertical coordinate formulation for atmospheric prediction models. *Monthly Weather Review*, 130(10) :2459–2480. 41
- Schemel, C., Simeoni, A., Biteau, H., Rivera, J., and Torero, J. (2008). A calorimetric study of wildland fuels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(7) :1381–1389. 47
- Schroeder, W., Oliva, P., Giglio, L., and Csiszar, I. A. (2014). The new viirs 375m active fire detection data product : Algorithm description and initial assessment. *Remote Sensing of Environment*, 143 :85 – 96. 15

- Scorer, R. S. (1949). Theory of waves in the lee of mountains. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 75(323) :41–56. 170
- Scott, J. and Burgan, R. (2005). Standard fire behavior fuel models : a comprehensive set for use with rothermel’s surface fire spread model. usda forest service. *Gen. Tech. Report RMRS-GTR-153, Fort Collins, CO.* 32
- Sethian, J. (1999). *Level set methods and fast marching methods.* Cambridge University Press. 68
- Sethian, J. A. (1996). Theory, algorithms, and applications of level set methods for propagating interfaces. *ANU*, 5(1) :309–395. 68
- Shannon, K., Wagenbrenner, N., tfinney9, Forthofer, J., lmn3, and jeffreycunn (2021). fire-lab/windninja : 3.7.1. 38
- Silvani, X. and Morandini, F. (2009). Fire spread experiments in the field : temperature and heat fluxes measurements. *Fire Safety Journal*, 44(2) :279–285. 24
- Silvani, X., Morandini, F., Dupuy, J., Susset, A., Vernet, R., and Lambert, O. (2018). Measuring velocity field and heat transfer during natural fire spread over large inclinable bench. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 92 :184–201. 27
- Skamarock, C., Klemp, B., Dudhia, J., Gill, O., Barker, D. E., Duda, G. K., Huang, X.-y., Wang, W., and Powers, G. N. (2008). A Description of the Advanced Research WRF Version 3. 38, 39, 170
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3) :99–164. 36
- Smith, B., Prentice, I. C., and Sykes, M. T. (2001). Representation of vegetation dynamics in the modelling of terrestrial ecosystems : comparing two contrasting approaches within european climate space. *Global ecology and biogeography*, pages 621–637. 16
- Smolarkiewicz, P. K., Margolin, L. G., and Wyszogrodzki, A. A. (2001). A class of nonhydrostatic global models. *Journal of the atmospheric sciences*, 58(4) :349–364. 148
- Sobol, I. and Levitan, Y. L. (1999). On the use of variance reducing multipliers in monte carlo computations of a global sensitivity index. *Computer Physics Communications*, 117(1) :52–61. 257, 258
- Sobol’, I. M. (1967). On the distribution of points in a cube and the approximate evaluation of integrals. *Zhurnal Vychislitel’noi Matematiki i Matematicheskoi Fiziki*, 7(4) :784–802. 209
- Sobol, I. M. (1993). Sensitivity analysis for non-linear mathematical models. *Mathematical modelling and computational experiment*, 1 :407–414. 59, 60, 198, 204

- Stevens-Rumann, C. S., Kemp, K. B., Higuera, P. E., Harvey, B. J., Rother, M. T., Donato, D. C., Morgan, P., and Veblen, T. T. (2018). Evidence for declining forest resilience to wildfires under climate change. *Ecology letters*, 21(2) :243–252. 16
- Steward, F. (1974). Ignition characteristics of cellulosic materials. *Heat transfer in fires*, pages 379–407. 27
- Storey, M. A., Price, O. F., Sharples, J. J., and Bradstock, R. A. (2020). Drivers of long-distance spotting during wildfires in south-eastern australia. *International Journal of Wildland Fire*. 28
- Strada, S., Mari, C., Filippi, J.-B., and Bosseur, F. (2012). Wildfire and the atmosphere : Modelling the chemical and dynamic interactions at the regional scale. *Atmospheric Environment*, 51 :234–249. 44, 72
- Sullivan, A. L. (2007). Convective Froude number and Byram’s energy criterion of Australian experimental grassland fires. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31 II(2) :2557–2564. 25
- Sullivan, A. L. (2009a). Wildland surface fire spread modelling, 1990 - 2007. 1 : Physical and quasi-physical models. *International Journal of Wildland Fire*, 18(4) :349. 12, 30
- Sullivan, A. L. (2009b). Wildland surface fire spread modelling, 1990 - 2007. 2 : Empirical and quasi-empirical models. *International Journal of Wildland Fire*, 18(4) :369. 12, 30
- Sullivan, A. L. (2009c). Wildland surface fire spread modelling, 1990 - 2007. 3 : Simulation and mathematical analogue models. *International Journal of Wildland Fire*, 18(4) :387. 12, 30
- Sullivan, A. L. (2017). Inside the inferno : fundamental processes of wildland fire behaviour. *Current Forestry Reports*, 3(2) :150–171. 23
- Tarantola, S., Gatelli, D., Kucherenko, S., Mauntz, W., et al. (2007). Estimating the approximation error when fixing unessential factors in global sensitivity analysis. *Reliability engineering & system safety*, 92(7) :957–960. 207
- Tarantola, S., Gatelli, D., and Mara, T. A. (2006). Random balance designs for the estimation of first order global sensitivity indices. *Reliability Engineering & System Safety*, 91(6) :717–727. 205
- Tedim, F., Leone, V., Amraoui, M., Bouillon, C., Coughlan, M. R., Delogu, G. M., Fernandes, P. M., Ferreira, C., McCaffrey, S., McGee, T. K., Parente, J., Paton, D., Pereira, M. G., Ribeiro, L. M., Viegas, D. X., and Xanthopoulos, G. (2018). Defining extreme wildfire events : Difficulties, challenges, and impacts. *Fire*, 1(1). 1, 11, 28, 222
- Thomas, J. C., Hadden, R. M., and Simeoni, A. (2017). Experimental investigation of the impact of oxygen flux on the burning dynamics of forest fuel beds. *Fire Safety Journal*, 91 :855–863. 47

- Turco, M., Jerez, S., Augusto, S., Tarín-Carrasco, P., Ratola, N., Jiménez-Guerrero, P., and Trigo, R. M. (2019). Climate drivers of the 2017 devastating fires in portugal. *Scientific reports*, 9(1) :1–8. 18
- Turquety, S., Menut, L., Bessagnet, B., Anav, A., Viovy, N., Maignan, F., and Wooster, M. (2014). APIFLAME v1.0 : high-resolution fire emission model and application to the Euro-Mediterranean region. *Geoscientific Model Development*, 7(2) :587–612. 11, 48, 224
- Valero, M., Rios, O., Pastor, E., and Planas, E. (2018). Automated location of active fire perimeters in aerial infrared imaging using unsupervised edge detectors. *International journal of wildland fire*, 27(4) :241–256. 45
- van der Werf, G. R., Randerson, J. T., Giglio, L., Collatz, G. J., Mu, M., Kasibhatla, P. S., Morton, D. C., DeFries, R. S., Jin, Y., and van Leeuwen, T. T. (2010). Global fire emissions and the contribution of deforestation, savanna, forest, agricultural, and peat fires (1997–2009). *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(23) : 11707–11735. 11
- Van Wagner, C., Forest, P., et al. (1987). Development and structure of the canadian forest fireweather index system. In *Can. For. Serv., Forestry Tech. Rep.* Citeseer. 18
- Vejmelka, M., Kochanski, A. K., and Mandel, J. (2016). Data assimilation of dead fuel moisture observations from remote automated weather stations. *International Journal of Wildland Fire*, 25(5) :558–568. 40
- Vié, B., Pinty, J.-P., Berthet, S., and Leriche, M. (2016). Lima (v1. 0) : A quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei. *Geoscientific Model Development*, 9(2) :567–586. 42
- Viegas, D. X., Bovio, G., Ferreira, A., Nosenzo, A., and Sol, B. (1999). Comparative study of various methods of fire danger evaluation in southern europe. *International Journal of wildland fire*, 9(4) :235–246. 20
- Volkova, L., Aparicio, A. G. W., and Weston, C. J. (2019). Fire intensity effects on post-fire fuel recovery in eucalyptus open forests of south-eastern australia. *Science of the total environment*, 670 :328–336. 16
- Wagner, C. V. (1977). Conditions for the start and spread of crown fire. *Canadian Journal of Forest Research*, 7(1) :23–34. 25
- Walker, W. E., Harremoës, P., Rotmans, J., Van Der Sluijs, J. P., Van Asselt, M. B., Janssen, P., and Krayen von Krauss, M. P. (2003). Defining uncertainty : a conceptual basis for uncertainty management in model-based decision support. *Integrated assessment*, 4(1) :5–17. 49, 51
- Wegesser, T. C., Pinkerton, K. E., and Last, J. A. (2009). California wildfires of 2008 : coarse and fine particulate matter toxicity. *Environmental health perspectives*, 117(6) :893–897. 17

- Werf, G. R., Randerson, J. T., Giglio, L., Leeuwen, T. T. v., Chen, Y., Rogers, B. M., Mu, M., Van Marle, M. J., Morton, D. C., Collatz, G. J., et al. (2017). Global fire emissions estimates during 1997–2016. *Earth System Science Data*, 9(2) :697–720. 15
- Wicker, L. J. and Skamarock, W. C. (1998). A time-splitting scheme for the elastic equations incorporating second-order runge-kutta time differencing. *Monthly Weather Review*, 126(7) :1992–1999. 163, 165
- Wilhelmson, R. and Ogura, Y. (1972). The pressure perturbation and the numerical modeling of a cloud. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(7) :1295–1307. 149
- Wooster, M. J., Roberts, G., Smith, A. M., Johnston, J., Freeborn, P., Amici, S., and Hudak, A. T. (2013). Thermal remote sensing of active vegetation fires and biomass burning events. In *Thermal Infrared Remote Sensing*, pages 347–390. Springer. 45
- Wotton, B., Flannigan, M., and Marshall, G. (2017). Potential climate change impacts on fire intensity and key wildfire suppression thresholds in canada. *Environmental Research Letters*, 12(9) :095003. 16
- Zajkowski, T. J., Dickinson, M. B., Hiers, J. K., Holley, W., Williams, B. W., Paxton, A., Martinez, O., and Walker, G. W. (2016). Evaluation and use of remotely piloted aircraft systems for operations and research—rxcadre 2012. *International Journal of Wildland Fire*, 25(1) :114–128. 45
- Zhang, C., Collin, A., Moireau, P., Trouvé, A., and Rochoux, M. C. (2019). State-parameter estimation approach for data-driven wildland fire spread modeling : Application to the 2012 RxCADRE S5 field-scale experiment. *Fire Safety Journal*, 105 :286–299. 3, 33, 54, 55, 63, 142, 197
- Zhou, T., Ding, L., Ji, J., Longxing, Y., and Wang, Z. (2020). Combined estimation of fire perimeters and fuel adjustment factors in FARSITE for forecasting wildland fire propagation. *Fire Safety Journal*, 116 : 103167. 54
- Zigner, K., Carvalho, L., Peterson, S., Fujioka, F., Duine, G.-J., Jones, C., Roberts, D., and Moritz, M. (2020). Evaluating the ability of farsite to simulate wildfires influenced by extreme, downslope winds in santa barbara, california. *Fire*, 3(3) :29. 34

Two-way atmosphere-fire coupling for wildfire propagation : modeling, uncertainty and sensitivity

Aurélien COSTES

CNRM/Centre National de la Recherche Météorologique (UMR 3589)
CECI/Climat Environnement Couplages Incertitudes (UMR 5318)
Météo-France, CNRS, 42 avenue Gaspard Coriolis, Toulouse, France

Abstract – Wildfires are among the destructive natural phenomena that represent a major ecological challenge and a problem for public safety. Fire spread on geographical scales (*i.e.* for a wildfire of several tens or even hundreds of hectares) can be modelled by assuming a simplified description of the fire, in the form of a one-dimensional front moving over a heterogeneous combustible surface, and by embedding it within a local weather model. When the atmospheric model and the fire model exchange information such as surface wind and heat fluxes generated by the fire, it is referred to as a coupled fire-atmosphere model. In this thesis work, the fire model BLAZE was developed and integrated with the mesoscale meteorological model MESONH in order to reconstruct the detailed chronology of a fire and thus provide a framework for studying wildfire and micro-meteorology interactions. The coupled MESONH-BLAZE model has been validated on the FireFlux I prescribed burn, a tall grass fire of about 30 hectares. The response of the coupled MESONH-BLAZE model to different modeling choices and atmospheric scenarios was studied to quantify the uncertainties associated with the quantities of interest (the position and sensitive heat fluxes of the fire front for example) and to identify the most influential parameters. The results showed a significant influence of atmospheric turbulence on the propagation speed and the wind induced by the fire. The sensitivity study also showed the impact of the propagation speed at the head of the fire front on the surface wind speed, the leaf area index and the ignition temperature of the Balbi's parameterization. Sensitive and latent heat fluxes are mainly influenced by the dead fuel load and the moisture content of the dead fuel, respectively. In its standard version, the atmospheric model MESONH is based on the anelastic assumption. This allows to suppress acoustic waves in the atmosphere by neglecting horizontal and temporal variations in air density in the mass conservation equation. The relevance of this hypothesis is questionable in the vicinity of flame zones subject to important heat releases. The compressible version of MESONH, which does not make a specific assumption on air density in the continuity equation, previously developed for the dry atmosphere, has been extended to the humid atmosphere in this thesis. It was first applied on simplified dynamic cases. Then a comparison between anelastic and compressible systems was performed using the coupled model MESONH-BLAZE on the FireFlux I case. The results showed that the compressible effects become important at very high spatial resolution (10 m), by inducing a horizontal wind acceleration in front of the fire front which tends to accelerate the fire rate of spread, and by triggering a wave motion activity increasing the spectral energy of the shortest wavelengths. These fine-scale structures will require further validation, but show a certain degree of realism. The MESONH-BLAZE system provides a numerical framework to better understand the atmospheric processes associated with a fire such as plume dynamics.

Keywords – *Wildfire modeling, Atmosphere-fire interactions, Large-Eddy simulations, Compressible effects, Sensitivity analysis*

PhD supervisors – Christine LAC & Mélanie ROCHOUX

Couplage bidirectionnel feu-atmosphère pour la propagation des incendies de forêt : modélisation, incertitudes et sensibilités

Aurélien COSTES

CNRM/Centre National de la Recherche Météorologique (UMR 3589)
CECI/Climat Environnement Couplages Incertitudes (UMR 5318)
Météo-France, CNRS, 42 avenue Gaspard Coriolis, Toulouse, France

Résumé – Les incendies de forêt font partie des phénomènes naturels destructeurs représentant un enjeu écologique majeur et un problème pour la sécurité des populations. La propagation d'un incendie aux échelles géographiques (*i.e.* pour un incendie de plusieurs dizaines voire centaines d'hectares) peut être modélisée en adoptant une description simplifiée du feu, sous la forme d'un front unidimensionnel se déplaçant sur surface combustible hétérogène, et en l'intégrant au sein d'un modèle de météorologie locale. Lorsque le modèle atmosphérique et le modèle de feu s'échangent des informations comme le vent de surface et les flux de chaleur générés par l'incendie, on parle de modèle couplé feu-atmosphère. Dans ces travaux de thèse, le modèle de feu BLAZE a été développé et intégré au modèle de météorologie de méso-échelle MESONH afin de reconstruire la chronologie détaillée d'un incendie et de fournir ainsi un cadre d'étude des interactions entre un incendie et la micro-météorologie. Le modèle couplé MESONH-BLAZE a été validé sur le brûlage dirigé FireFlux I, un feu de prairie d'une trentaine d'hectares. La réponse du modèle couplé MESONH-BLAZE à différents choix de modélisation et différents scénarios atmosphériques a été étudiée pour quantifier les incertitudes associées aux quantités d'intérêt (la position et les flux de chaleur sensibles du front de feu par exemple) et identifier les paramètres les plus influents. Les résultats ont montré une influence significative de la turbulence atmosphérique sur la vitesse de propagation et le vent induit par le feu. L'étude de sensibilité a également montré l'impact de la vitesse de propagation à la tête du front de feu à la vitesse du vent de surface, à l'indice foliaire et à la température d'inflammation de la paramétrisation de Balbi. Les flux de chaleur sensible et latente sont quant à eux principalement influencés par la charge de combustible mort et la teneur en humidité du combustible mort, respectivement. Dans sa version standard, le modèle atmosphérique MESONH repose sur l'hypothèse anélastique. Celle-ci permet de supprimer les ondes acoustiques dans l'atmosphère en négligeant les variations horizontales et temporelles de densité de l'air dans l'équation de conservation de la masse. La validité de cette hypothèse est discutable au voisinage des zones de flammes sujettes à d'importants dégagements de chaleur. La version compressible de MESONH, qui ne fait pas d'hypothèse sur la densité de l'air dans l'équation de continuité, développée précédemment pour l'atmosphère sèche, a été étendue à l'atmosphère humide dans le cadre de cette thèse. Elle a tout d'abord été appliquée sur des cas dynamiques simplifiés. Puis une comparaison entre les systèmes anélastique et compressible a été réalisée à l'aide du modèle couplé MESONH-BLAZE sur le cas FireFlux I. Les résultats ont montré que les effets compressibles deviennent importants à très haute résolution spatiale (10 m), en induisant une accélération du vent horizontal à l'avant du front de feu qui tend à accélérer la propagation du front de flamme, et en déclenchant une activité ondulatoire augmentant l'énergie spectrale des plus courtes longueurs d'onde. Ces structures de fine échelle nécessiteront une validation approfondie, mais montrent un certain degré de réalisme. Le système MESONH-BLAZE fournit un cadre numérique pour mieux comprendre les processus atmosphériques associés à un incendie tels que la dynamique de panache.

Mots clés – *Modélisation d'un incendie de forêt, Interactions feu-atmosphère, Simulations aux grandes échelles, Effets compressibles, Analyse de sensibilité*

Directrices de thèse – Christine LAC & Mélanie ROCHOUX

Discipline – Océan, Atmosphère, Climat