Université de Lorraine
École Doctorale EMMA (Énergétique, Mécanique, MAtériaux) - ED 409
Département de Formation Doctorale : Mécanique et Énergétique

DOSSIER DE DEMANDE D'INSCRIPTION HDR
Contribution à l'étude de la dynamique des incendies et à leur lutte : de la dégradation des matériaux à la protection des biens et des personnes

présenté pour l'obtention de

l'Habilitation à Diriger des Recherches – Université de Lorraine

en Mécanique et Énergétique

par

Anthony Collin
Enseignant-chercheur de l'Université de Lorraine

Composition du jury

Rapporteurs :	A. Coppalle	Professeur, CORIA, Université de Rouen
	P.-A. Santoni	Professeur, SPE, Université de Corse
	A. Trouvé	Professeur, Dept. of Fire Protection Eng., University of Maryland
	O. Vauquelin	Professeur, IUSTI, Aix-Marseille Université
Examinateurs :	T. Rogaume	Professeur, Pprime, Université de Poitiers
	B. Porterie	Professeur, IUSTI, Aix-Marseille Université
	P. Boulet	Professeur, LEMTA, Université de Lorraine
	G. Jeandel	Professeur, LEMTA, Université de Lorraine
Invités :	F. Testa	Lieutenant-Colonel, Brigade des Sapeurs-Pompiers de Paris
	J.-P. Vantelon	Directeur de recherche CNRS

Laboratoire Énergies, Mécanique Théorique et Appliquée — UMR 7563
Groupe Énergie - Opération Scientifique "FEUX"

Bonne lecture.

Table des matières

Chapitre 1 Demande d'inscription à l'HDR **1**

Chapitre 2 Curriculum vitae **7**

2.1 État civil 7

2.2 Parcours professionnel en recherche et en enseignement 7

2.3 Cursus universitaire 8

2.4 Compétences complémentaires 8

2.5 Responsabilités administratives et collectives en recherche et en enseignement 9

2.6 Indicateurs sur les activités de recherche et d'enseignement 10

Chapitre 3 Copies des diplômes acquis **11**

3.1 Diplôme Ingénieur ESSTIN 12

3.1.1 DEA Mécanique et Energétique 13

3.1.2 Doctorat de l'Université Henri Poincaré - Nancy 1 14

Chapitre 4 Recommandations **15**

Chapitre 5 Synthèse des activités d'enseignement **19**

5.1 Activités d'enseignement annuelle 19

5.2 Charge d'enseignement annuelle 20

5.3 Responsabilités administratives et collectives en enseignement 20

5.3.1 Gestion des stages en entreprises 20

5.3.2 Membre de la commission de choix pour le département de mathématiques . 22

5.3.3 Membre de la commission d'enseignement de l'EEIGM 22

5.3.4 Suivi de stages de fin d'études d'élèves ingénieurs 22

Chapitre 6 Synthèse des travaux de recherche développés **25**

6.1 Développement du thème de recherche "incendie" au LEMTA 25

6.2 Étude de la dégradation thermique des matériaux 26

6.2.1 Caractérisation de l'émission spectrale des dispositifs chauffant utilisés pour la dégradation thermique des matériaux 27
6.2.2 Caractérisation des propriétés radiatives et optiques de différents matériaux impliqués lors des incendies 31
6.2.3 Étude du comportement thermique de matériaux soumis à de forts flux thermiques 40
6.2.4 Analyse d'un modèle de pyrolyse utilisant un schéma réactionnel à une seule étape 46
6.2.5 Bilan et perspectives sur l'étude de la dégradation thermique des matériaux . 50
6.2.6 Article #1 - Radiation emission from a heating coil or a halogen lamp on a semitransparent sample 52
6.3 Caractérisation de l'émission spectrale de flammes d'incendie 62
6.3.1 Caractérisation expérimentale de spectres d'émission de flammes 62
6.3.2 Identification des grandeurs physiques caractérisant une flamme 76
6.3.3 Analyse des modèles physiques simplifiés de flammes 92
6.3.4 Bilan et perspectives sur l'étude de l'émission des flammes 104
6.3.5 Article #2 - Evaluation of simple models of flame radiation in the frame of fire propagation 107
6.4 Caractérisation des propriétés physiques de la végétation à l'échelle macroscopique . 117
6.4.1 Reconstruction d'un milieu végétal réaliste à l'échelle mésoscopique 118
6.4.2 Caractérisation du coefficient d'extinction radiatif pour une structure végétale 129
6.4.3 Caractérisation des échanges globaux de chaleur par convection à l'échelle macroscopique 138
6.4.4 Bilan et perspectives sur la caractérisation à l'échelle macroscopique des propriétés de la végétation 150
6.4.5 Article #3 - Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires 153
6.5 Étude de la propagation des feux de végétation 162
6.5.1 Modèle de propagation initialement développé au LEMTA 163
6.5.2 Analyse de sensibilité d'un modèle de propagation d'incendie 165
6.5.3 Extension d'un modèle physique de propagation de feux de végétation vers une approche "automate cellulaire" 171
6.5.4 Création d'une plateforme expérimentale dédiée aux feux de végétation . . . 177
6.5.5 Développement d'un nouveau modèle de propagation pour les feux de végétation 186
6.5.6 Bilan et perspectives sur l'étude de la propagation des feux de végétation . . 192

6.5.7 Article #4 - A physical-based cellular automaton model for forest-fire propagation . . . 195
6.6 Article #5 - Study on visible-IR radiative properties of personal protective clothings for firefighting . . . 218

Chapitre 7 Liste des publications et des communications **229**
7.1 Publications dans des revues internationales avec comités de lecture . . . 229
7.2 Livres édités . . . 232
7.3 Chapitres de livres édités . . . 232
7.4 Congrès internationaux avec actes et comités de lecture . . . 233
7.5 Congrès nationaux avec actes et comités de lecture . . . 235
7.6 Conférences invitées . . . 237
7.7 Communications à des journées thématiques sans acte . . . 237
7.8 Mémoires . . . 238

Chapitre 8 Synthèse des activités d'animation de la recherche **239**
8.1 Rayonnement et collaborations scientifiques avec d'autres laboratoires ou centres techniques . . . 239
8.2 Responsabilités administratives en recherche . . . 240
8.2.1 Groupement De Recherche "Feux" No 2864 du CNRS . . . 240
8.2.2 Référent LEMTA auprès de la COMETIC (2011/2012) . . . 240
8.2.3 Référent LEMTA auprès de la Fédération Jacques Villermaux - Axe combustion 240
8.2.4 Responsable de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA . . . 241
8.3 Participation à des contrats de recherche et à des prestations industrielles . . . 241
8.4 Organisation de congrès nationaux / internationaux et d'écoles thématiques . . . 242

Chapitre 9 Résumé des activités d'encadrement, d'expertises, de relecture et de valorisation **243**
9.1 Co-directions de thèses de doctorat . . . 243
9.2 Directions et co-directions de stages de fin d'études de niveau M2 ou équivalent . . . 244
9.3 Directions et co-directions de stages / projets de niveau M1 ou équivalent . . . 245
9.4 Directions et co-directions de projets de niveau L1 à L3 ou équivalent . . . 247
9.5 Membre de comités de sélection de postes de maîtres de conférences . . . 247
9.6 Examinateur pour des revues internationales ou des congrès internationaux / nationaux 248
9.7 Membre de jurys de soutenances de thèses . . . 248
9.8 Membre de jurys de baccalauréat . . . 249
9.9 Activités d'expertises . . . 249

9.10 Activités de valorisation et de vulgarisation 250

Chapitre 10 Projets scientifique et pédagogique **253**

10.1 Introduction 253

10.2 Projet scientifique 253

10.3 Projet pédagogique 257

Chapitre 1

Demande d'inscription à l'HDR

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

FICHE SIGNALETIQUE
(à joindre au dossier de candidature)

Demande d'inscription à l'Habilitation à diriger des Recherches à l'Université de Lorraine

Arrêté du 23 novembre 1988 relatif à l'Habilitation à diriger des Recherches

A déposer à :

NANCY *: Direction de la Recherche et de la Valorisation (DRV) - Sous-direction de l'Administration de la Recherche (SDAR) – Mme Souad BOUTAGUERMOUCHET (souad.boutaguermouchet@univ-lorraine.fr) Université de Lorraine – 91 avenue de la Libération – BP 454 – 54001 Nancy Cédex*

METZ *: Direction de la Recherche et de la Valorisation (DRV) - Sous-direction de l'Administration de la Recherche (SDAR) – M. Thierry JAMES (thierry.james@univ-lorraine.fr) - Université de Lorraine – Ile Du Saulcy – BP 80794 – 57012 Metz Cédex 01*

I - INFORMATIONS CONCERNANT LE CANDIDAT

NOM - PRÉNOM M., ~~Mme~~, (*) COLLIN Anthony

Fonction : Maître de conférences

E-mail anthony.collin@univ-lorraine.fr **Téléphone** 06.75.48.74.12

Adresse fixe 33 Rue de l'Eglise - 54385 TREMBLECOURT

Adresse professionnelle et nom du laboratoire LEMTA - 2 Avenue de la forêt de Haye BP 90161 - 54505 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex

Téléphone 03 72 74 42 29

DATE ET LIEU DE NAISSANCE 04 septembre 1980 à Saint Dié (88)

NATIONALITÉ Française

Diplôme de DEA/ M~~ASTER~~/ I~~NGENIEUR~~ en (discipline) Mécanique Énergétique
Université ..... **Année** 2003
Université Henri Poincaré, Nancy 1

DIPLOME DE DOCTORAT en (discipline) Mécanique Énergétique
Université Université Henri Poincaré, Nancy I **Année** 2006

II - INFORMATIONS CONCERNANT L'HDR

Ecole Doctorale Ecole Doctorale EMMA

Intitulé du diplôme HDR (cf liste jointe en annexe) HDR Mécanique et Energétique
Section CNU/EPST 60 ème section - Mécanique et Génie Mécanique / 62ème section - Energétique, Génie des Procédés

Thème de la recherche : Etudes sur la dynamique des incendies et leur origine

Lieu d'inscription administrative : Site Brabois - Présidence - 2 avenue de la forêt de Haye - 54501 Vandoeuvre lès Nancy
(cf. liste jointe en annexe)

Soutenance prévue le :
(à titre indicatif dans un premier temps)

Mercredi 12 septembre 2018 (approximatif) **à** 10 **h** 00 (à confirmer)

Lieu : Ecole Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (à confirmer)

Les éventuels compléments d'informations sont à communiquer le plus rapidement possible à la DRV/SDAR

III. PARRAIN SCIENTIFIQUE

si le parrain n'est pas issu d'une unité de recherche de l'Université de Lorraine, le candidat devra demander une dérogation auprès de la Vice-Présidente du CS

NOM – PRÉNOM Pascal BOULET

QUALITÉ Professeur des Universités / Directeur du LEMTA

Etablissement d'exercice : Université de Lorraine / LEMTA / Faculté des Sciences et Techniques

Signature du parrain :

IV. ATTESTATION SUR L'HONNEUR

Le candidat à l'inscription à l'HDR soussigné, M./~~Mme~~ Anthony COLLIN, déclare sur l'honneur ne pas avoir déposé de demande d'inscription à l'HDR dans un autre établissement pour la même année.

Toute autre candidature à l'HDR antérieure dans un autre établissement, doit par ailleurs être déclarée ci- après :

.....

Fait à Nancy, le 16 avril 2018

Signature du candidat :

V - INFORMATIONS CONCERNANT LES RAPPORTEURS ET LE JURY

NOM ET QUALITÉ DES RAPPORTEURS

(liste** classée **de 4 à 6 rapporteurs, habilités, extérieurs aux Ecoles Doctorales et aux Universités de Lorraine, n'ayant pas publié avec le candidat et non impliqués dans la vie de l'équipe) dont 3 seront retenus et seront membres du jury

Indiquer qualité, adresse professionnelle, numéro de téléphone et de télécopie, e-mail, section CNU et Ecole Doctorale

M., ~~Mme~~, (*) Pr Alexis COPPALLE - CORIA Rouen / Institut national des sciences appliquées de Rouen (INSA Rouen)
tel : 02 32 95 97 73 / email : coppalle@coria.fr - CNU 62

M., ~~Mme~~, (*) Pr Paul-Antoine SANTONI - SPE Corte / Université de Corse
tel : 04 95 45 01 61 / email : santoni_p@univ-corse.fr - ED 377 Environnement et société - CNU 62

M., ~~Mme~~, (*) Pr Arnaud TROUVE - Université du Maryland (Etats-Unis) / Department of Fire Protection Engineering
tel : (1) 301-405-8209 / email : atrouve@umd.edu

M., ~~Mme~~, (*) Pr Olivier VAUQUELIN - IUSTI Marseille / Aix-Marseille Université
tel : 04 91 11 38 47 / email : olivier.vauquelin@univ-amu.fr - CNU 60

M., Mme, (*)

M., Mme, (*)

NOM ET QUALITÉ DES AUTRES MEMBRES DU JURY :

***(liste de 3 à 5 autres membres du jury - ou examinateurs - selon le nombre de rapporteurs proposés, pour tenir compte d'éventuelles défaillances**. Exemple : si 4 rapporteurs proposés, liste de 5 examinateurs exigée ou si 6 rapporteurs proposés, liste de 3 examinateurs exigée).*
Attention : au moins un représentant de l'Université de Lorraine (tout enseignant chercheur ou chercheur appartenant à une unité de recherche de l'Université de Lorraine) devra être membre du jury final.
NB : les examinateurs et les invités (ces derniers ne participent pas à la délibération du jury) doivent être dissociés et précisés.

Indiquer qualité, adresse professionnelle, numéro de téléphone et de télécopie, e-mail, section CNU et Ecole Doctorale

EXAMINATEURS :

M., ~~Mme~~, (*) Pr Thomas ROGAUME - Institut PPrime (Poitiers) / IRIAF Niort, université de Poitiers
tel : 05 49 24 94 88 / email : thomas.rogaume@univ-poitiers.fr - CNU 62

M., ~~Mme~~, (*) Pr Bernard PORTERIE - IUSTI Marseille / Aix-Marseille Université
tel : 04.91.10.69.31 / email : bernard.porterie@univ-amu.fr - CNU 60

M., ~~Mme~~, (*) Pr Gérard JEANDEL - LEMTA (Nancy) / Polytech Nancy / Université de Lorraine
tel : 03 83 68 50 95 / email : gerard.jeandel@univ-lorraine.fr

M., ~~Mme~~, (*) Pr Pascal BOULET - LEMTA (Nancy) / Faculté des Sciences et Techniques / Université de Lorraine
tel : 03 72 74 42 32 / email : pascal.boulet@univ-lorraine.fr - CNU 62

M., Mme, (*)

INVITES EVENTUELS :

M., ~~Mme~~, (*) Lieutenant-Colonel Fabien TESTA - Brigade des Sapeurs-Pompiers de Paris
Tel : 01.72.98.28.61 / email : fabian.testa@pompiersparis.fr

M., Mme, (*)

(*) Rayer les mentions inutiles

Pour votre information : le jury final devra être composé d'un minimum de 5 membres ; il est recommandé 6 ; maximum 8 *(moitié de Professeurs et moitié d'Extérieurs à l'ED).* **En outre, l'Université de Lorraine, suite à décision du Conseil Scientifique du 19 septembre 2017, veillera à ce qu'il existe un équilibre logique hommes/femmes dans le jury final, en cohérence avec le secteur disciplinaire.**

.

NB : Cette proposition de jury devra être confirmée par le candidat au minimum 8 semaines avant la date définitive de soutenance (voir Fiche signalétique de demande de soutenance).

VI. AVIS DE L' ECOLE DOCTORALE :

- **AVIS DE l'ECOLE DOCTORALE SUR LA DEMANDE D'INSCRIPTION A L'HDR DU CANDIDAT ET VALIDATION DU JURY PROPOSE :**

AVIS :

Nom, Date et signature :

Remarque : après autorisation d'inscription à l'HDR par le Président de l'Université sur avis du conseil scientifique, le candidat doit s'inscrire administrativement et soutenir dans un délai n'excédant pas un an.

A remplir par la SDAR

Date de dépôt du dossier :

Chapitre 2

Curriculum vitae

2.1 État civil

Nom :	**COLLIN**
Prénom :	**Anthony**
Né le :	04 septembre 1980 (37 ans) à Saint-Dié (88 - Vosges)
Situation familiale :	Marié (2 enfants)
Fonction actuelle :	Maître de Conférences Université de Lorraine - EEIGM / LEMTA depuis le 01 octobre 2007, titularisé le 01 octobre 2008
Adresse - recherche :	LEMTA - ENSEM 2, avenue de la forêt de Haye - 54504 Vandœuvre-lès-Nancy 03 72 74 42 29
Adresse - enseignement :	EEIGM 6 Rue Bastien Lepage - BP 630 - 54010 Nancy 03 72 74 39 45
Adresse électronique :	anthony.collin@univ-nancy.fr
Site internet professionnel :	http ://anthonycollin.perso.univ-lorraine.fr/

2.2 Parcours professionnel en recherche et en enseignement

depuis 2007 : Maître de conférences de l'Université de Lorraine
Recherche : Laboratoire Énergies, Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), CNRS UMR 7563 - Opération Scientifique "Feux"

Responsable de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA regroupant 12 enseignants-chercheurs, post-doctorants et doctorants depuis le 1er janvier 2018

Enseignement : École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) à Nancy

2006/2007 : Chercheur post-doctorant du CNRS
Recherche : Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA)
CNRS UMR 7563 - Contrat ANR PIF (Protection contre les Incendies de Forêts)

Enseignement : vacataire à l'École Nationale Supérieure en Électricité et en Mécanique - Institut National Polytechnique de Lorraine - Discipline : Mécanique

2003/2006 : Allocataire de Recherche (MENRT)
Recherche : Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), CNRS UMR 7563 - Opération Scientifique "Rayonnement"

Moniteur du Centre d'Initiation à l'Enseignement Supérieur (CIES) de Lorraine pour l'École Supérieure des Sciences et Technologie de l'Ingénieur de Nancy (ESSTIN) - Université Henri Poincaré - Nancy 1

2.3 Cursus universitaire

2003/2006 : Doctorat en Mécanique Énergétique [1]
Université Henri Poincaré, Nancy 1 (devenue l'Université de Lorraine)

2002/2003 : Diplôme d'Études Approfondies de Mécanique Énergétique
Université Henri Poincaré - Nancy 1 - Mention très bien (devenue l'Université de Lorraine)

2001/2003 : Spécialisation Axe Énergie Gaz (industrie et marché gazier)
École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN)

1998/2003 : Diplôme Ingénieur ESSTIN - Spécialité Mécanique des Fluides et Énergétique [2]
École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur de Nancy (ESSTIN, devenue Polytech'Nancy)

2.4 Compétences complémentaires

Depuis 2015 : Sapeur-pompier volontaire du SDIS 54, rattaché au Centre d'Incendie et de Secours des Côtes-en-Haye à Domèvre-en-Haye ;
Grade : sapeur de 1ère classe ;
Emploi : équipier toutes missions (Secours A la Personne, Incendie, Secours Routiers et Opérations Diverses) ;
Fonction : garde remise au Centre d'Incendie et de Secours des Côtes-en-Haye.

Depuis 2018 : Sauveteur Secouriste du Travail de l'Université de Lorraine

1. Depuis le 01 janvier 2003, l'UHP Nancy 1 n'attribue plus aucune mention pour les doctorats
2. L'ESSTIN n'attribue pas de mention

2.5 Responsabilités administratives et collectives en recherche et en enseignement

depuis 2018 : Responsable de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA

depuis 2018 : Membre du Comité Scientifique du LEMTA

depuis 2016 : Membre du comité de pilotage du laboratoire commun CSTB - Université de Lorraine (contrat cadre 2016 - 2021)

depuis 2016 : Référent LEMTA auprès de la Fédération Jacques Villermaux pour l'axe combustion

depuis 2015 : Expert Sapeur-Pompier Volontaire (SPV) au sein du Service Départemental d'Incendie et de Secours de Meurthe-et-Moselle (SDIS 54)
Référent "Incendie" et formateur à l'École Départementale des Sapeurs-Pompiers (EDSP) du SDIS 54

depuis 2008 : Membre du comité de pilotage du GDR n^{o}2864 "Feux"
Responsable de la communication du GDR - http ://gdrfeux.univ-lorraine.fr
Co-directeur du GDR depuis janvier 2017 (directeur : Pr P.-A. Santoni)

2018 : Membre du comité d'organisation de la journée "Autour de l'expo FEU"
12 octobre 2018, Paris.

2018 : Membre du comité d'organisation de la 3ème édition de l'ESFSS (European Symposium on Fire Safety Science) 2018
12 au 14 septembre 2018, Nancy.

2018 : Responsable de la 2nde édition de l'École thématique du CNRS, ESIA 2018 (École des Sciences de l'Incendie et Applications)
27 mai au 1er juin 2018, Obernai.

2015 : Membre du Comité scientifique de l'École thématique du CNRS, ESIA 2015 (École des Sciences de l'Incendie et Applications)
30 mai au 04 juin 2015, Porticcio.

2008/2014 : Responsable de la gestion des stages en entreprise à l'EEIGM au sein de la cellule "Direction des Relations Industrielles"

2013 : Membre du Comité Scientifique et responsable du mini-colloque CM06 au CFM 2013
Mini-Colloque 06 : "Feux de végétation et feux de compartiments",
Congrès Français de Mécanique, 26-30 août 2013, Bordeaux

2013 : Membre du Comité d'Organisation du congrès SFT 2013
Congrès de la Société Française de Thermique, 28-31 mai 2013, Gérardmer

2012 : Membre du Comité d'Organisation du congrès Eurotherm No.95
Computational Thermal Radiation in Participating Media IV
18-20 avril 2012, Nancy.

2011 : Responsable du Comité d'Organisation des réunions GDR "Feux" et "ACCORT"
08 et 09 décembre 2011, Nancy.

2004/2006 :	Bénévole au SISU (Service d'Intégration Scolaire et Universitaire) Aide scolaire auprès d'une étudiante de l'ENSIC-Nancy
2003/2004 :	Co-organisation du séminaire de l'école Doctorale EMMA Responsable des parties dédiées à la communication et à la logistique

2.6 Indicateurs sur les activités de recherche et d'enseignement

Activités liées à la valorisation de la recherche :

- Nombre de publications en revues internationales : 30
- Nombre de livres édités : 1
- Nombre de chapitres de livres : 3
- Nombre de communications internationales avec comité de lecture et actes : 32
- Nombre de communications nationales avec comité de lecture et actes : 22
- Nombre de conférences invitées : 6
- Nombre de communications orales, colloques, séminaires invités et mémoires : 19
- Nombre de citations : 320
- Indice de Hirsch - Facteur h : 11

Activités liées à l'encadrement :

- Co-directions de thèses de doctorat : 4 (dont 1 en cours) ;
- Directions et co-directions de stages de fin d'études de niveau M2 ou équivalent : 8 ;
- Directions et co-directions de stages / projets de niveau M1 ou équivalent : 13 (dont 2 en cours) ;
- Directions et co-directions de projets de niveau L1 à L3 ou équivalent : 5 (dont 1 en cours).

Chapitre 3

Copies des diplômes acquis

Ce chapitre donne les copies des diplômes que j'ai pu acquérir lors de mon cursus dans l'enseignement supérieur jusqu'à mon doctorat. Il s'agit notamment :

- Diplôme Ingénieur ESSTIN en mécanique des fluides et énergétique ;
- Diplôme d'Etudes Approfondies en mécanique et énergétique ;
- Doctorat de l'Université Henri Poincaré - Nancy 1 en mécanique et énergétique.

République Française

MINISTÈRE DE LA JEUNESSE, DE L'ÉDUCATION NATIONALE ET DE LA RECHERCHE

Université Henri Poincaré Nancy I

École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur de Nancy

ESSTIN

DIPLÔME D'INGÉNIEUR
GRADE DE MASTER — MASTER'S DEGREE

Vu le code de l'éducation et notamment son article L. 642-1,
Vu le décret n° 62-35 du 16 janvier 1962 modifié, ensemble l'arrêté du 3 octobre 1991 portant délégation d'attribution aux recteurs d'académie,
Vu le décret n° 99-747 du 30 août 1999 modifié relatif à la création du grade de master, notamment son article 2, alinéa 2,
Vu l'arrêté du 13 octobre 1998 habilitant l'établissement à délivrer le titre d'ingénieur diplômé de l'École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur,
Vu le procès-verbal du jury attestant que

Mr. Collin Anthony né(e) le 04-09-80 à Saint-Dié -88-

a satisfait à l'ensemble des obligations prévues pour la délivrance du diplôme d'ingénieur,

LE TITRE D'INGÉNIEUR DIPLÔMÉ DE L'ÉCOLE SUPÉRIEURE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INGÉNIEUR DE NANCY

est délivré, au titre de l'année universitaire 2002/2003

à Mr. Collin Anthony

à qui est conféré le grade de master.

Fait à NANCY, le - 5 MARS 2004

Le Titulaire

COLLIN A.

Le Directeur de l'École

M. ROBERT

Le Président de l'Université

J.P. FINANCE

Le Recteur de l'Académie
Chancelier des Universités

Roland DEBBASCH

N° 0541507V- 2003 MFE 6

European higher education area - *Espace européen de l'enseignement supérieur* - European higher education area

R É P U B L I Q U E F R A N Ç A I S E

MINISTERE DE LA JEUNESSE, DE L'EDUCATION NATIONALE ET DE LA RECHERCHE

UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ, NANCY I

DIPLOME D'ÉTUDES APPROFONDIES

GRADE DE MASTER - MASTER'S DEGREE

Vu le code de l'éducation et particulièrement l'article L.613-1 ;

Vu le décret n° 84-573 du 5 juillet 1984 modifié relatif aux diplômes nationaux de l'enseignement supérieur

Vu le décret n° 2002-604 du 25 avril 2002 modifiant le décret n° 99-747 du 30 août 1999 relatif à la création du grade de master

Vu l'arrêté ministériel du 12 juillet 2000 relatif aux habilitations de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, de l'Institut national polytechnique de Lorraine, de l'Université de la Réunion à délivrer des diplômes d'études approfondies

Vu les pièces justificatives produites par M. ANTHONY COLLIN, né le 4 septembre 1980 à SAINT-DIE (088), en vue de son inscription au DIPLÔME D'ÉTUDES APPROFONDIES MECANIQUE ET ENERGETIQUE

Vu les procès-verbaux du jury attestant que l'intéressé a satisfait au contrôle des connaissances et des aptitudes prévu par les textes réglementaires

le **DIPLÔME D'ÉTUDES APPROFONDIES** MECANIQUE ET ENERGETIQUE, *mention très bien*

est décerné à **M. ANTHONY COLLIN**

à qui est conféré le grade de master

au titre de l'année universitaire 2002-2003.

Fait à NANCY, le 20 JAN 2004

Le titulaire

Le Président

UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ NANCY I LE PRÉSIDENT

C. BURLET

Le Recteur d'Académie,
Chancelier des universités

Roland DEBBASCH

N° NANCY I 3930353

/2003200202752

European higher education area - *Espace européen de l'enseignement supérieur* - European higher education area

R É P U B L I Q U E F R A N Ç A I S E

MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE, DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE

UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ, NANCY I

DOCTORAT

GRADE DE DOCTEUR - DOCTORATE'S DEGREE

Vu le code de l'éducation, et notamment son article L.613-1

Vu le décret n° 84-573 du 5 juillet 1984 modifié relatif aux diplômes nationaux de l'enseignement supérieur

Vu l'arrêté du 25 avril 2002 relatif à la formation doctorale

Vu le procès-verbal du jury attestant que l'intéressé a soutenu, le 4 juillet 2006 une thèse portant sur le sujet suivant : Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative, devant un jury présidé par JEAN-PIERRE VANTELON, Directeur de recherche et composé de PASCAL BOULET, Professeur des Universités, GILLES FLAMANT, Directeur de recherche, GILLES PARENT, Maître de conférence, BERNARD PORTERIE, Professeur des Universités, RODOLPHE VAILLON, Chargé de recherche

Vu la décision dudit jury prononçant l'admission de l'intéressé

le Diplôme de docteur en MECANIQUE ET ENERGETIQUE est délivré à **M. ANTHONY COLLIN** né le 4 septembre 1980 à SAINT-DIE (088) pour en jouir avec les droits et prérogatives qui y sont attachés et confère le grade de docteur.

Fait à NANCY, le 2 février 2007

Le titulaire

A. COLLIN

Le Président

Jean-Pierre FINANCE

Le Recteur d'Académie,
Chancelier des universités

Ministère de l'Education Nationale * Académie de NANCY-METZ *

Michel LEROY

N° NANCY1 5349267

/2007200504462

Chapitre 4

Recommandations

Vous trouverez ci-joint une lettre de recommandations de la part de Pr Pascal Boulet (directeur du LEMTA) pour appuyer ma demande d'inscription à l'obtention d'une Habilitation à Diriger des Recherches.

LABORATOIRE ENERGIES ET MECANIQUE THEORIQUE ET APPLIQUEE
LEMTA UMR CNRS 7563
Pascal BOULET, Professeur de l'Université de Lorraine
Opération Scientifique Feux
2 avenue de la Forêt de Haye – BP 90161
54505 VANDOEUVRE – France

Recommandation et parrainage scientifique d'Anthony COLLIN dans le cadre de son dossier d'inscription à l'Habilitation à Diriger des Recherches

Titulaire d'un diplôme d'ingénieur de l'ESSTIN (désormais POLYTECH Nancy) et d'un doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1 préparé au LEMTA, sous ma direction scientifique et obtenu en 2006, Anthony COLLIN demande désormais une autorisation d'inscription au diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches. Il est actuellement en poste depuis 2007, rattaché au LEMTA (UMR CNRS – Université de Lorraine 7563) et affecté en enseignement à l'EEIGM. Il effectue sa recherche au sein de l'Opération Scientifique *Feux*, dont il est même responsable depuis le 1er janvier 2018 (12 enseignants-chercheurs, post-doctorants et doctorants). Il présente un dossier scientifique solide, avec d'excellents indicateurs, une expérience de l'encadrement, une reconnaissance forte au niveau nationale et une implication croissante à l'international, comme en témoigne le dossier administratif et scientifique qu'il présente pour appuyer sa demande.

Issu d'une formation d'ingénieur généraliste, ses travaux de thèse ont porté sur les interactions rayonnement / sprays, étude réalisée de 2003 à 2006 et poursuivie au laboratoire avec sa collaboration depuis. Anthony COLLIN a posé les bases d'une activité de recherche qui a pris progressivement de l'ampleur au LEMTA, sur la protection radiative, l'application des rideaux d'eau comme système de protection contre les feux, puis plus directement sur la lutte contre les incendies. Doté d'une solide compétence reconnue sur le rayonnement, il a ensuite orienté ses travaux vers les incendies, apportant une contribution majeure à la compréhension, l'expérimentation et la simulation des feux de forêts d'abord, étendant ensuite son action au domaine des feux confinés. Sur le thème des feux naturels il a d'ailleurs participé à l'encadrement de deux thèses : A. LAMORLETTE (2008) en s'impliquant directement dans le comité de pilotage et en apportant une contribution majeure sur le volet des propriétés de la végétation, puis A. MARCHAND (2016) avec cette fois un co-encadrement officiel, déterminant pour la réussite du travail expérimental et numérique de la thèse. Sur ce thème des feux de végétation Anthony COLLIN est devenu le leader au niveau du laboratoire. Il dirige les actions en coordonnant les activités expérimentales de la plateforme Feux PROMETHEI du laboratoire, et en orientant les choix en matière de modélisation.

Parallèlement il a participé à l'orientation progressive de l'Opération Scientifique *Feux* vers les feux dits « confinés ». Ses compétences acquises sur les sprays et les systèmes d'aspersion de façon générale ont été mises à profit dans le cadre de la thèse d'A. JENFT (2013) qu'il a co-encadrée. L'étude réalisée sur les interactions eau pulvérisée/feux/fumées a permis à l'équipe de se positionner parmi les groupes spécialisés dans la modélisation de l'extinction des feux. Ce positionnement sur le thème de la protection contre les incendies a ensuite naturellement évolué vers le sujet de l'évacuation, directement associé à la protection des personnes. Anthony COLLIN a alors co-encadré la thèse de T. GASPAROTTO (2018) apportant une contribution déterminante à la mise en place d'un modèle d'évacuation original, par approche continue, dont les applications sont actuellement en plein essor, le travail réalisé étant impliqué dans trois projets collaboratifs en cours. Il co-encadre actuellement une 5ème thèse, celle de G. EREZ

(démarrée en 2017) consacrée à la modélisation des feux et la compréhension des phénomènes observés à différentes échelles de feux, apportant ses compétences sur la modélisation et l'analyse de données.

Son action a été également déterminante en matière de partenariat avec les centres techniques CSTB et CNPP et les opérationnels BSPP (Brigade des Sapeurs Pompiers de Paris), LCPP (Laboratoire Central de la Préfecture de Police) et SDIS (Service Départemental d'Incendie et de Secours). Anthony COLLIN est devenu un des contacts privilégiés du LEMTA pour l'ensemble de ces activités partenariales. Il est systématiquement associé comme contributeur ou pilote à l'ensemble des collaborations contractuelles et scientifiques de l'équipe Feux.

Son expérience et son implication l'ont naturellement conduit à piloter désormais les activités liées à l'incendie au LEMTA.

Anthony COLLIN présente actuellement un profil de Maître de Conférences confirmé, qui a su s'appuyer sur les compétences acquises jusqu'à son doctorat en transferts thermiques et en rayonnement en particulier, et les dépasser très largement depuis pour être reconnu actuellement comme un des spécialistes français des sciences de l'incendie. Ses compétences couvrent toute la gamme des études associées aux sciences du feu : rayonnement des flammes, interactions feu/aspersion, feux de végétation, modèles de dégradation, identification des paramètres, métrologie spécifique à l'incendie, évacuation. Sa reconnaissance au niveau national lui vaut actuellement d'être associé comme un des trois responsables du GDR Feux du CNRS. Après avoir apporté depuis une dizaine d'années une contribution administrative à ce GDR (il en est notamment le webmestre), il contribue désormais directement à son pilotage scientifique. Il est également en charge de l'organisation de l'Ecole thématique du CNRS ESIA 2018 (Ecole des Sciences des Incendies et Applications, coordonnée par le LEMTA). Au niveau international, il est auteur d'un nombre conséquent de communications (30 publications en revues internationales, 32 actes de conférences internationales, 3 chapitres de livres). Il est moteur dans une collaboration avec l'Université du Maryland (équipe de A. TROUVE) et sa reconnaissance va clairement croître encore cette année avec sa contribution à l'organisation de la conférence 3rd European Symposium for Fire Safety Science en 2018 à Nancy, événement international auquel est associé l'IAFSS (International Association for Fire Safety Science). Titulaire de la PEDR, enseignant reconnu pour ses qualités pédagogiques, encadrant doté d'une expérience confirmée par 4 co-encadrements officiels de thèse et une participation dans une 5ème thèse, Anthony COLLIN possède toutes les qualités et compétences d'un enseignant-chercheur expérimenté.

En résumé, Anthony COLLIN présente un dossier d'une qualité exceptionnelle, au-delà même des critères habituellement retenus pour autoriser une inscription à préparer une HDR. Il a d'ores et déjà démontré ses capacités à mener une activité de recherche de qualité internationale, à diriger des projets et à encadrer des personnes. Il est déjà leader de son équipe de recherche au LEMTA et reconnu comme chercheur de référence par la communauté scientifique. Il doit maintenant absolument être autorisé à présenter ses travaux pour obtention de l'HDR.

Compte tenu de tout ce qui précède, en tant que parrain scientifique, je soutiens sans réserve sa demande d'autorisation à présenter ses travaux en vue d'obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches.

Fait à Vandoeuvre-les-Nancy, le 30 mars 2018



Pascal Boulet, parrain scientifique d'Anthony Collin

Chapitre 5

Synthèse des activités d'enseignement

5.1 Activités d'enseignement annuelle

Depuis mon arrivée en septembre 2007 à l'École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) de Nancy, mon activité d'enseignement est majoritairement axée autour des mathématiques à destination des étudiants de niveaux L1 à L3. L'objectif de ces modules de mathématiques est de fournir aux étudiants les principaux outils / méthodes utiles à leurs futurs métiers d'ingénieurs. La finalité de ces enseignements s'effectue par la mise en pratique via la résolution de projets scientifiques liés à l'utilisation de matériaux au travers d'un projet numérique (de niveau L3). Ainsi, les différents thèmes abordés au sein des enseignements de mathématiques sont :

- Algèbre : utilisation des nombres complexes pour la géométrie, études des espaces vectoriels, ...
- Analyse : continuité / dérivabilité de fonctions, résolution d'équations différentielles, études des courbes paramétrées, intégrales curvilignes, de surfaces et de volumes ...
- Analyse numérique : utilisation des méthodes numériques (différences finies, volumes finis, éléments finis) pour la résolution de problèmes scientifiques.

Dans le cadre du département de mathématiques, j'ai en charge un module dédié au calcul différentiel qui est dispensé aux étudiants de 1ère année (niveau L1) de l'EEIGM (au second semestre) sous la forme de cours magistraux associés à des travaux dirigés. Je suis responsable de ce module depuis 2007. L'objectif principal de ce cours consiste à exposer aux étudiants les principales techniques pour résoudre un grand nombre d'équations différentielles d'ordre 1 et d'ordre 2 présentes en physique de manière générale. Ce module s'articule donc autour :

- des développements limités (utilisés pour analyser les points singuliers des courbes parémétrées),
- des courbes paramétrées (représentatives d'un grand nombre de solutions pour certaines équations différentielles),
- des équations différentielles du 1er ordre et du 2nd ordre linéaire (dont certaines solutions sont exprimées via une représentation paramétrique),
- de l'utilisation de la transformée de Laplace pour la résolution d'équation différentielle.

Dans le cadre de ce cours, un polycopié d'une centaine de pages a été réalisé reprenant les principales notes de cours pour les différents chapitres traités. Ce document regroupe également un grand nombre d'exercices (avec des éléments de correction) permettant aux étudiants de pouvoir travailler et approfondir ce cours bien au-delà des simples exercices de travaux dirigés qui sont traités lors des séances de travaux dirigés. En parallèle, ce cours dispose d'une page Arche sur la plateforme Moo-

dle de l'Université de Lorraine permettant aux étudiants de retrouver des ressources complémentaires pour perfectionner leurs connaissances.

En plus de mon activité principale d'enseignement au sein du département de mathématiques de l'EEIGM, je participe également aux disciplines qui sont dispensées au sein des départements de mécanique et de génie des procédés. Cela m'a permis d'intervenir en :

- mécanique : mécanique du point (niveau L1), mécanique des milieux déformables (niveau L2).
- génie des procédés (niveau L3) : travaux pratiques en thermique (étude d'un échangeur tubulaire), et en mécanique des fluides (étude d'une turbo-pompe et des pertes de charge présentes au sein d'une conduite hydraulique).

La motivation qui m'a poussé à intervenir dans le cadre d'enseignements différents de ceux qui sont dispensés au sein du département de mathématiques de l'EEIGM réside principalement en deux points :

- de donner plus de liens et d'interactions entre les différentes disciplines enseignées au sein de l'école : comme fournir des exemples concrets de modèles physiques / mathématiques utilisés pour le transfert de chaleur et en génie des procédés.
- de garder un lien constant avec les disciplines principales (mécanique et génie des procédés) liées à mon activité de recherche. En guise d'illustrations, au cours du module dédié aux méthodes numériques pour le calcul scientifique (CMES), je propose chaque année des sujets d'études du type : Développement d'un modèle de foule pour l'évacuation incendie, Étude de du transfert de chaleur au travers d'une veste d'intervention, ...

5.2 Charge d'enseignement annuelle

Le tableau 5.1 donne une synthèse de la charge d'enseignement que j'ai réalisée au cours de ces trois dernières années (de 2014 / 2015 à l'année 2016 / 2017). En moyenne, mon service d'enseignement est de 211 heures équivalentes TD.

5.3 Responsabilités administratives et collectives en enseignement

En plus de mes activités d'enseignement au sein de l'EEIGM, je participe également à la "vie de l'école" au travers de différentes actions inhérentes au bon fonctionnement de l'école.

5.3.1 Gestion des stages en entreprises

Entre 2008 et 2014, j'ai participé à l'animation de la "Direction des Relations Industrielles" à l'EEIGM. J'ai notamment pris en charge la responsabilité de la gestion des stages en entreprises de l'école. Ces stages sont conventionnés avec l'école et concernent tous les élèves ingénieurs du niveau L1 à M1. Ces stages peuvent être,

- à validation obligatoire, car s'inscrivant dans le cursus universitaire des étudiants,
- une démarche volontaire de la part des étudiants pour enrichir leurs expériences professionnelles pendant les vacances estivales par exemple.

Mes actions ont contribué principalement à la coordination et à l'animation de la cellule "Stages" de l'EEIGM, au suivi administratif des conventions de stage et à l'examen du travail réalisé par les

Niveaux	Disciplines	Nature	Année 2014/2015	Année 2015/2016	Année 2016/2017
L1	Mécanique du point	CM	0	0	0
		TD	13,5	13,5	15
		TP	2,5	4,5	4,5
	Géométrie et vecteurs	CM	0	0	0
		TD	0	25,5	24
		TP	0	1,5	0
	Calcul différentiel	CM	29.25	31.5	31.5
		TD	22,5	22,5	24
		TP	4	1,5	3
	Soutien de maths	CM	0	0	0
		TD	16	0	0
		TP	0	0	0
L2	Mathématiques des champs	CM	0	0	0
		TD	22,5	24	24
		TP	1,5	0	3
	Mécanique du solide déformatble	CM	0	0	0
		TD	27,5	0	0
		TP	4,5	0	0
	Écoulements et transferts	CM	0	0	0
		TD	3	3,5	0
		TP	0	0	0
L3	Génie des procédés	CM	0	0	0
		TD	0	0	0
		TP	32	20	16
	CMES - MATLAB	CM	0	0	0
		TD	54	54	54
		TP	0	0	0
Total			232,75	202	199

TABLE 5.1 – Synthèse des enseignements principaux dispensés à l'EEIGM lors de ces trois dernières années en heures équivalentes TD

élèves ingénieurs quand les stages sont à validation obligatoire. Chaque année, ce sont près d'une cinquantaine de stages qui sont ainsi supervisés.

5.3.2 Membre de la commission de choix pour le département de mathématiques

En 2010, j'ai intégré la commission de choix de l'EEIGM pour représenter les enseignants du département de mathématiques.

Chaque année, cette commission statue sur les postes vacant à pourvoir au sein des différents départements de l'école, et propose à Mme la Directrice un classement motivé des candidats ayant postulé à ces emplois.

5.3.3 Membre de la commission d'enseignement de l'EEIGM

En 2007, j'ai intégré également la commission d'enseignement de l'EEIGM. Cette commission permet de prévoir et de faire évoluer les enseignements et les façons d'enseigner au cours des différentes années. Cette commission statue en général 3 à 4 fois par an.

5.3.4 Suivi de stages de fin d'études d'élèves ingénieurs

Depuis ma prise de fonction en octobre 2007, je participe régulièrement au suivi de stages de fin d'études, réalisés au cours du second semestre par des élèves-ingénieurs de 5ème année de l'EEIGM. Les élèves ingénieurs que j'ai pu encadrer sont les suivants :

Loic Mouelle 2016	:	Stage chez Fives Cryogénie. M. Mouelle a étudié la résistance mécanique du post-soudage d'assemblages brasés d'échangeurs thermiques en acier.
Anthony Fraisse 2015	:	Stage au département "Energie Éolienne" de l'Université Technique du Danemark. M. Fraisse développait des tests de résistance à la compression de nouveaux matériaux composites destinés aux pales d'éoliennes de prochaine génération.
Sébastien Ohl 2015	:	Stage chez PlugMed. M Ohl avait en charge l'étude d'un nouveau dispositif d'implant crânien percutané à destination des systèmes de dialyse ou d'assistance cardiaque.
Marion Vialars 2013	:	Stage chez Pertuy Construction. Mlle Vialars supervisait la conduite des travaux portant sur la réalisation d'une résidence "domaine 1854" de 60 logements à Saint Max (banlieue de Nancy).
Charlotte Campana 2013	:	Stage à l'École des Mines d'Alès / Grosfillex. Mlle Campana développait des travaux sur la sélection et la caractérisation de nouvelles formulations composites ignifuges.
Delphine Humbert 2012	:	Stage chez Covidien. Mlle Humbert menait une étude sur la recherche et le développement du procédé de fabrication de nouvelles prothèses herniaires.
Adelin Mengus 2011	:	Stage chez Rio Tinto Alcan. M. Mengus travaillait sur la mise en place de ponts de dérivation en cas d'aluminothermie.

Diane Percie-Du-Sert 2010	:	Stage à AGH University Cracovie. Mlle Percie-Du-Sert intéressait à la synthèse et à l'étude de creusets en céramique pour la fusion d'alliages Titane-Aluminium.
Tarik Ajjamouri 2010	:	Stage chez ArcelorMittal. M. Ajjamouri avait pour objectifs d'estimer les coûts financiers de plusieurs solutions de recylcage de co-produits de l'industrie sidérurgique.
Thomas Didier 2009	:	Stage chez Aeriolia. M. Didier avait pour objectif de concevoir un nouveau dispositif de gestion du parc d'outils portatifs du site de Méaulte (Picardie) et d'en assurer leurs traçabilités dans le temps.
Maxime Amitrano 2009	:	Stage au CEA. M. Amitrano s'intéressait à la réalisation d'un nouveau code numérique afin de modéliser l'endommagement des matériaux composites SiC/SiC.
Youness Cheggar 2008	:	Stage chez Arcelor Research. M. Cheggar analysait l'utilisation de modèles statistiques permettant, à partir de mesures pour un échantillon donné, d'extrapoler de nouvelles mesures sur un autre échantillon non testé, afin de limiter le nombre d'expériences.

Chapitre 6

Synthèse des travaux de recherche développés

6.1 Développement du thème de recherche "incendie" au LEMTA

En octobre 2007, j'ai intégré l'équipe de recherches d'Olivier Séro-Guillaume (DR CNRS) en qualité de maître de conférences. Initialement, la thématique développée au sein de cette équipe portait sur la combustion en milieux poreux appliquée, plus particulièrement aux feux de forêts ou aux feux de végétation. Les principales attentes de ce travail de recherche étaient de comprendre le comportement d'un feu de végétation afin de modéliser sa propagation. Ce travail est très important pour des opérationnels comme les sapeurs-pompiers, car à partir de résultats de simulations issus d'un modèle de propagation d'incendie, ils peuvent prendre des décisions quant à la gestion préventive des moyens de lutte à déployer ou bien anticiper le développement d'un incendie sur le terrain.

Le travail de recherche développé pour modéliser la propagation d'un feu est confronté aux mêmes problèmatiques que celles rencontrées dans le domaine de la météorologie : un nombre conséquent de paramètres physiques à prendre en compte et des conditions initiales ou aux limites non ou mal connues. De plus, afin de maintenir un intérêt des résultats de simulations pour les sapeurs-pompiers, il est nécessaire de développer des modèles dont les capacités de calculs soient plus rapides que le temps réel.

Mon intégration au sein de l'équipe de recherche "Feux" du LEMTA en 2007 avait pour objectifs de renforcer ses compétences dans les domaines du transfert de chaleur par rayonnement et également en calculs numériques dédiés aux systèmes énergétiques.

Pour rendre l'ensemble des objectifs de recherche sur les incendies de végétation réalisables, il est nécessaire de considérer l'incendie à différentes échelles : l'échelle microscopique (celle de la matière végétale), l'échelle mésoscopique (celle des branches), l'échelle macroscopique (celle d'un arbre) et l'échelle gigascopique (celle d'une parcelle ou d'un groupement d'arbres). C'est cette dernière qui doit être considérée pour modéliser la propagation d'un incendie à très grande échelle. Cependant, les équations bilans et les propriétés physiques connues et couramment utilisées ne sont valables qu'à échelle microscopique voire mésoscopique. Il y a donc tout un travail indispensable de changement d'échelle des équations bilans et de caractérisation de propriétés physiques équivalentes.

Ainsi, les thématiques auxquelles j'ai contribuées et qui ont permis de développer les recherches sur la dynamique de propagation des incendies sont les suivantes :

- Analyse de sensibilité des modèles de propagation de feux et de flammes,

- Caractérisation radiative de spectres d'émission des flammes d'incendie,
- Caractérisation à l'échelle macroscopique des propriétés physiques homogènes pour le combustible,
- Création d'une structure expérimentale pour l'étude des feux de végétation,
- Développement de modèles de propagation dédiés pour les feux de végétation.

En 2012, avec les arrivées successives de Zoubir Acem (en tant que maître de conférences) et de Pascal Boulet (en tant que professeur des universités et nouveau responsable de l'équipe de recherche "Feux"), les thématiques développées au sein de notre unité se sont diversifiées permettant alors de s'intéresser aux feux dits "confinés" (incendies en général sous ventilés). Cette nouvelle réorganisation de l'équipe de recherche a permis de travailler sur les différents aspects du développement d'un incendie : de la dégradation thermique de matériaux jusqu'à la lutte par aspersion d'eau. C'est donc à partir de 2012, que j'ai eu l'opportunité de développer de nouveaux travaux portant sur :

- La dégradation thermique de matériaux soumis à un flux thermique important ;
- L'extinction d'un incendie par aspersion d'eau ;
- L'évacuation de personnes dans une structure bâtimentaire présentant un incendie ;
- La protection thermique des équipements de protection des sapeurs pompiers.

Pour synthétiser les travaux de recherche que j'ai développés depuis 2007, j'ai choisi de les exposer selon l'ordre chronologique du développement d'un incendie, de la dégradation thermique des matériaux jusqu'à la lutte par aspersion d'eau. Cette dernière section résume notamment les différentes actions que j'ai menées en lien avec les sapeurs-pompiers (SDIS 54, SDIS 85 ou BSPP) en vue de développer des projets communs de recherche.

6.2 Étude de la dégradation thermique des matériaux

Le démarrage d'un incendie nécessite la présence de trois éléments, synthétisée par le concept du triangle du feu :

- un comburant - en général de l'air, qui est en quantité illimitée pour les feux de végétation et qui peut venir à manquer pour les feux en milieux confinés (cas des feux sous-ventilés par exemple) ;
- un combustible sous forme gazeuse, solide ou liquide ;
- une certaine quantité d'énergie thermique, dite couramment énergie d'activation, permettant à la réaction de combustion / d'oxydation de démarrer.

Lorsque l'on s'intéresse à la propagation des incendies, il est nécessaire de considérer la combustion en phase gazeuse et non l'oxydation de la phase solide. Le combustible est alors un gaz inflammable provenant de la pyrolyse des matériaux solides : la pyrolyse est la décomposition de la matière organique par l'élévation de sa propre température. Le résultat consiste alors en une production de composés gazeux (inflammables ou non) que le matériaux ne contenait pas initialement.

La dégradation thermique des matériaux est une science assez délicate. En effet, expérimentalement, des essais de caractérisation de la dégradation sont très souvent réalisés à très petite échelle, via une analyse thermo-gravimétrique où l'échantillon ne pèse que quelques mg, voir à petite échelle, via des essais réalisés sous un cône calorimètre (Cf. figure 6.1) ou sous une lampe à filament de tungstène (dispositif FPA, Fire Propagation Apparatus, Cf. figure 6.2). Néanmoins, ces données expérimentales



(a) Vue d'ensemble (LEMTA - Université de Lorraine)



(b) Vue de l'élément chauffant (source : www.concept-e.co.uk)

FIGURE 6.1 – Exemple d'un cône calorimètre

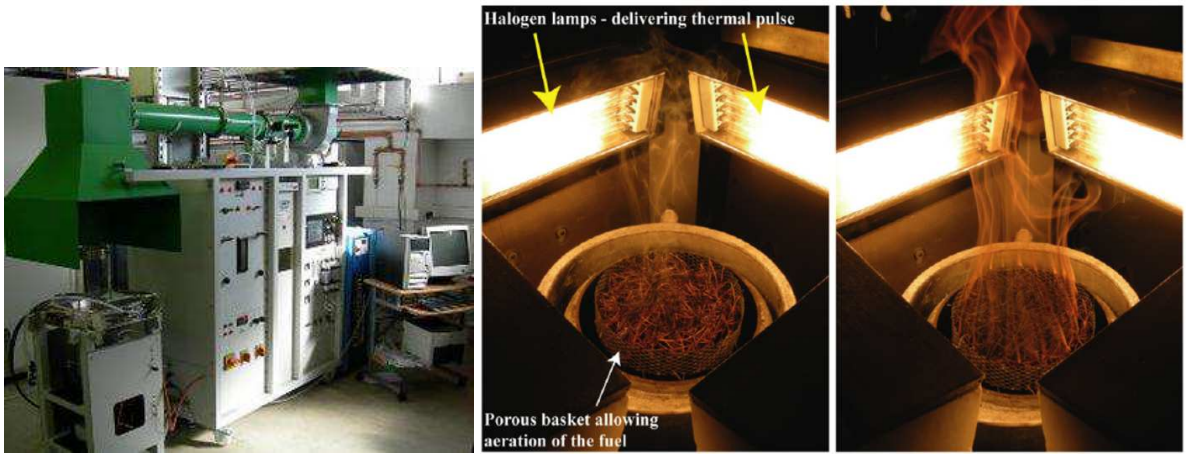
doivent, très souvent, être en mesure d'expliquer la dégradation thermique de ces mêmes matériaux à grande échelle, pour représenter ou modéliser la dynamique de propagation d'un incendie réel.

Les enjeux de l'étude de la dégradation thermique des matériaux portent sur différents aspects, comme le résume la Figure 6.3. Dans un premier temps, il est important de caractériser précisément le flux de chaleur envoyé par la source de chaleur, et notamment son émission spectrale. Ensuite, l'échantillon va absorber une certaine quantité du flux incident auquel il est soumis. Il est donc nécessaire de bien connaître ses propriétés radiatives. De plus, l'absorption continue d'énergie radiative va induire une élévation progressive de la température de l'échantillon, et ce phénomène va se propager à l'intérieur du matériau. La dynamique de progression de "l'onde thermique" est essentiellement pilotée par les propriétés thermiques de l'échantillon. Enfin, l'élévation de le température du matériau est à l'origine de sa dégradation thermique. Il est donc important de définir quelle loi est représentative de la vitesse de perte de masse de l'échantillon en fonction de sa propre température. Les travaux auxquels j'ai participé ont permis de se focaliser sur chacune de ces différentes étapes.

6.2.1 Caractérisation de l'émission spectrale des dispositifs chauffant utilisés pour la dégradation thermique des matériaux

Au cours de ces dernières années, de nombreux centres de recherche comme l'Institut Pprime de l'université de Poitiers ou le centre BRE d'Edimbourg avaient observé que les caractéristiques de dégradation pour un matériau donné (le temps d'inflammation sous une condition de flux thermique donné, le flux thermique critique d'ignition par exemple) étaient différents si les mesures étaient réalisées sous un flux thermique identique généré par des appareils différents (sur un cône calorimètre ou sur un appareil de type FPA).

Conjointement avec l'Institut Pprime de l'université de Poitiers, le centre BRE d'Edimbourg et le centre SP de Borås, nous avons entrepris [R.I. 25] de caractériser le spectre d'émission des éléments



(a) Vue d'ensemble (BRE Edimbourg) (b) Dégradation d'aiguilles de *Pinus Pinaster* par un FPA [1]

FIGURE 6.2 – Exemple d'un dispositif FPA - Fire Propagation Apparatus

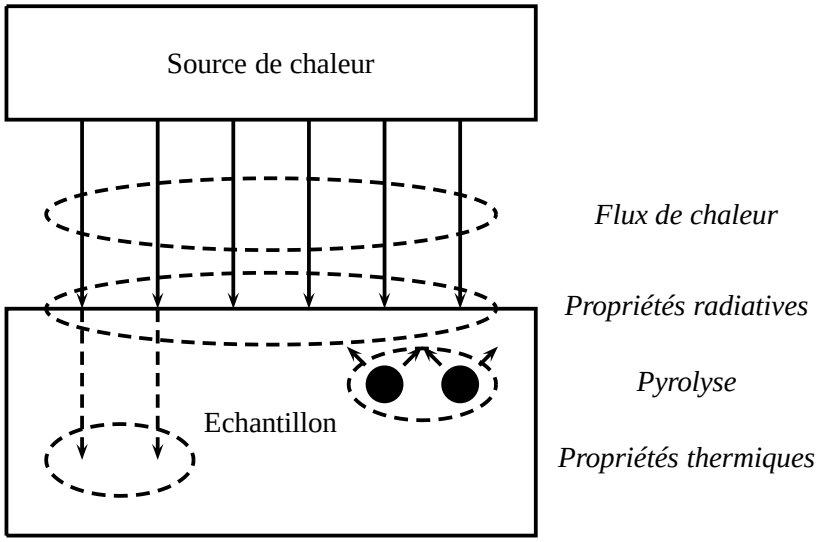
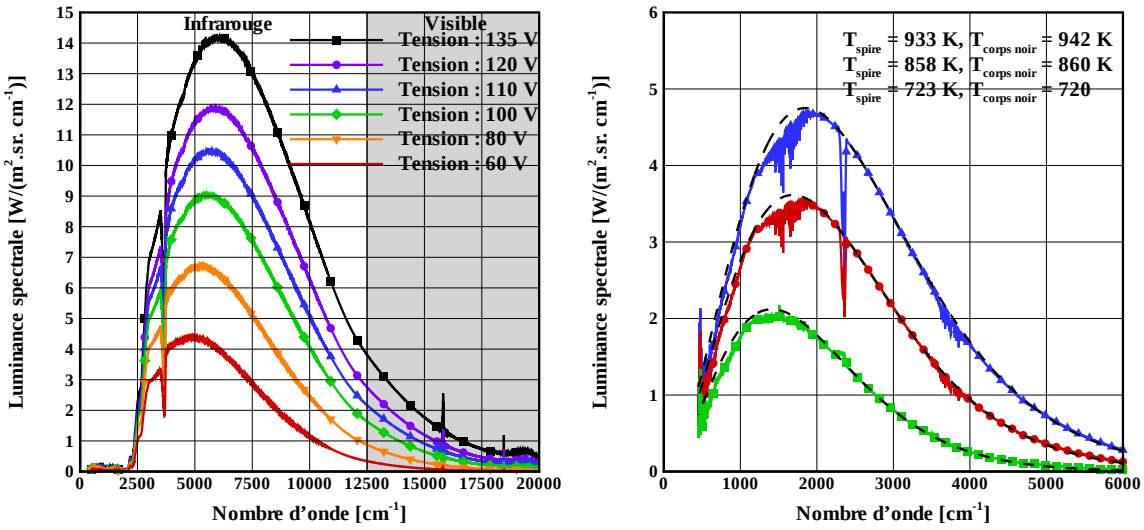


FIGURE 6.3 – Schéma global représentant le mécanisme de dégradation thermique des matériaux



(a) Lampe à filament de tungstène du dispositif FPA

(b) Cône calorimètre

FIGURE 6.4 – Spectres d'émissions de différents éléments chauffant pour l'étude de la dégradation thermique des matériaux. Résultats extraits de [R.I. 25]

chauffants du cône calorimètre et du dispositif FPA à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier, de type VERTEX 80V de chez Bruker. Les mesures ont pu être réalisées de 450 cm^{-1} à 20 000 cm^{-1}, soit de 500 nm à 22 μm.

Les spectres sont donnés sur la Figure 6.4 pour différentes alimentations correspondant à des régimes différents de fonctionnement : variation de la tension pour le dispositif FPA et modulation de la température des spires pour le cône calorimètre.

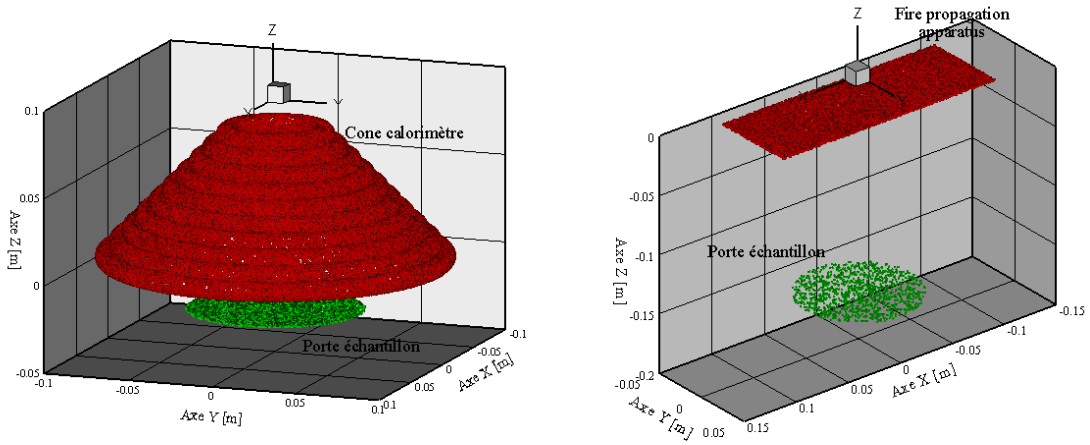
Concernant le spectre d'émission de la lampe à filament de tungstène (Cf. Figure 6.4(a)), nous avons pu mettre en évidence qu'en dessous de 2300 cm^{-1} (soit au dessus de 4,3 μm) l'élément chauffant du FPA ne transmet quasiment plus d'énergie radiative. Cette particularité tient essentiellement à la présence de la fenêtre en quartz qui renferme la lampe et qui est entièrement absorbante en dessous de 2300 cm^{-1}. La chute d'émission, également constatée à 3700 cm^{-1} sur la Figure 6.4(a), est également due à une bande d'absorption de la fenêtre en quartz. La seconde observation qui peut être faite sur ces spectres est que leur distribution spectrale ne concorde pas avec celle d'un corps noir (des essais d'identification ont été réalisés en ce sens, mais sans succès). Ce comportement peut être expliqué par l'émissivité spectrale du tungstène qui évolue grandement avec la température du filament.

Le spectre d'émission du cône calorimètre se concentre, quant à lui, essentiellement dans une gamme infrarouge entre 450 et 6000 cm^{-1} (Cf. Figure 6.4(b)). Ici, les trois modulations ont été testées correspondant à trois valeurs de densités de flux différentes : 10, 20 et 30 kW/m^2. Lors de ces expériences, les températures de spires ont également été mesurées par thermocouple. Des valeurs de 723 K, 858 K et 933 K ont été obtenues pour les trois configurations citées précédemment. Les spectres d'émission sont représentés sur la Figure 6.4(b). La première observation qui est faite porte sur la distribution de ces spectres. En utilisant une technique de moindres carrés pour identifier une température de source équivalente, les distributions expérimentales mesurées suivent parfaitement les distributions de spectres d'émission de corps noir à des températures de 720 K, 860 K et 942 K respectivement. Les températures de source, ainsi identifiées, sont en très bon accord avec les données

relevées par thermocouple. Ainsi, le cône calorimètre produit un spectre d'émission très similaire à celui d'un corps noir.

Par conséquent, les résultats présentés sur la Figure 6.4 montrent très clairement que pour des mêmes valeurs de densités de flux rayonnées, le cône calorimètre et le FPA produisent des spectres d'émission totalement différents : le cône calorimètre concentre l'essentiel de son énergie radiative dans le domaine infrarouge alors que le dispositif de type FPA produit une émission pouvant s'étendre de l'infrarouge court jusqu'au visible. Les différences observées sur les spectres d'émission de ces deux dispositifs permettent en partie de comprendre pourquoi les données de dégradation thermique d'un même échantillon peuvent évoluer d'un dispositif de caractérisation à un autre, car les indices optiques des matériaux étudiés peuvent évoluer grandement entre la partie infrarouge et la partie visible, comme nous le verrons plus loin au sein de cette section.

Dans un second temps, nous avons décidé de modéliser l'émission de l'énergie radiative produite par un cône calorimètre et par un dispositif de type FPA, afin de mieux cerner la distribution spatiale de la densité du flux radiatif sur le porte échantillon. Ce travail est réalisé en combinant une approche de type Monte Carlo Réciproque pour modéliser les échanges d'énergie radiative à une description relativement fine de la géométrie du dispositif chauffant (schématisé sur la Figure 6.5). Pour les simulations réalisées sur le cône calorimètre, le porte échantillon est placé à 2,5 cm de la partie inférieure du cône (Cf. Figure 6.5(a)), alors que pour le dispositif de type FPA, le porte échantillon est à 16 cm sous la fenêtre en quartz (Cf. Figure 6.5(b)). Les spires pour le cône calorimètre sont individuellement prises à température constante et ces niveaux de températures sont extraits de clichés pris par une caméra thermique : les températures vont de 660 K à 856 K. Pour le FPA, la modélisation de l'émission du rayonnement est rendue plus délicate, car le filament de tungstène est associé à un déflecteur : cette particularité a nécessité de considérer le rayonnement émis comme une partie collimatée (2 kW/m^2) associée à une autre partie correspondant à un rayonnement diffus (dont l'intensité a été évaluée à 40,5 kW/m^2/sr). Cette modélisation est entièrement détaillée dans [R.I. 25].

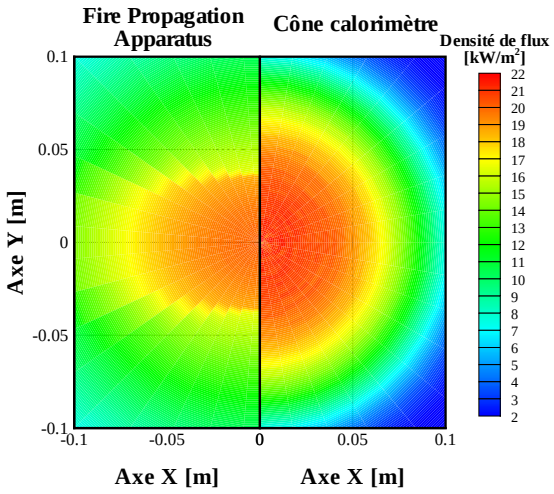


(a) Cône calorimètre et son porte échantillon

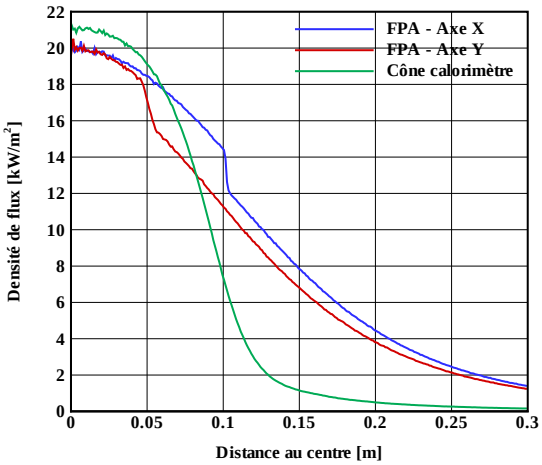
(b) FPA et son porte échantillon

FIGURE 6.5 – Géométries prises en compte pour modéliser le rayonnement émis par le cône calorimètre et le FPA

Les résultats de simulations sont représentés sur la Figure 6.6. La Figure 6.6(a) donne les représentations spatiales sur le porte échantillon des densités de flux radiatif pour les deux systèmes de chauffe. Très clairement, ici, nous pouvons observer que le cône calorimètre éclaire de manière axisymétrique le porte échantillon et que la densité de flux diminue nettement avec le rayon. Le dispositif FPA, quant à lui, éclaire le porte échantillon de façon "plus homogène". La figure 6.6(b) reprend les densités de flux ainsi obtenues, représentées selon les axes principaux : les axes X et Y de la Figure 6.5 pour le dispositif FPA. Les résultats issus du cône calorimètre démontrent que la densité de flux reçue est relativement constante jusqu'à 5 cm du centre du porte échantillon. Au-delà, la densité de flux diminue de 50% pour les 5 cm suivants. En ce qui concerne le dispositif FPA, nous observons également le même comportement sur la densité de flux avec deux diminutions brutales du flux à 5 et 10 cm sur les axes Y et X respectivement. Ces allures sont exclusivement dues à la présence d'un déflecteur à l'arrière du filament tungstène, qui renvoie le rayonnement de manière collimatée.



(a) Distributions spatiales sur le porte échantillon



(b) Distributions selon les axes X et Y

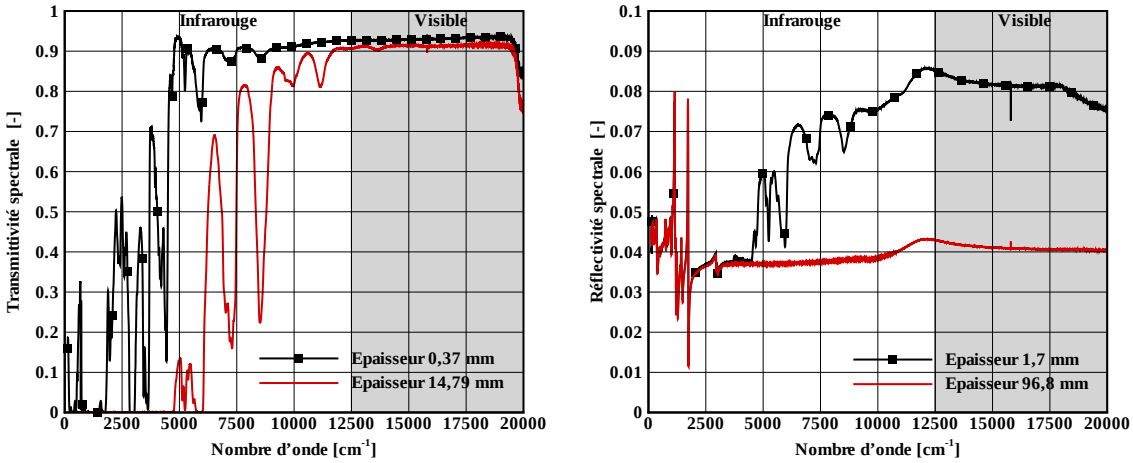
FIGURE 6.6 – Distributions spatiales de la densité de flux radiatif reçue par le porte échantillon

6.2.2 Caractérisation des propriétés radiatives et optiques de différents matériaux impliqués lors des incendies

Parmi l'ensemble des combustibles possibles, le PMMA (polyméthacrylate de méthyle) est un matériau sensible pour la sécurité incendie dans le secteur de l'industrie nucléaire, car étant transparent dans le visible, il est le principal composant des boîtes à gants. Les boîtes à gants servent à isoler des produits dangereux des personnes qui les manipulent. Néanmoins, le risque est d'être confronté à un départ de feu au sein de ces boîtes à gants et le PMMA est alors l'un des premiers matériaux permettant la propagation de l'incendie. De manière générale, le PMMA est connu notamment sous l'appellation de "plexiglas" et est très largement utilisé dans notre quotidien. Si l'on souhaite correctement étudier la dégradation thermique de ce matériau qui est alors soumis à un fort flux par rayonnement, il faut bien sûr connaître ses propriétés radiatives. C'est dans le cadre d'une collaboration avec l'IUSTI de Marseille que nous avons mené une étude sur la caractérisation des propriétés radiatives et optiques

du PMMA [R.I. 22].

Le premier travail a consisté à mesurer via un spectromètre à transformée de Fourier de chez Bruker, la transmittivité spectrale et la réflectivité spectrale de différents échantillons de PMMA, d'épaisseurs différentes de 0,37 mm à 96,8 mm. Les figures 6.7 présentent des exemples de transmittivité et de réflectivité en se focalisant uniquement sur l'influence de l'épaisseur des différents échantillons. Ces mesures ont permis de démontrer que le PMMA est opaque dans certaines bandes spectrales du domaine infrarouge et qu'il est bien transparent à 90% dans le domaine visible. Ces propriétés radiatives sont des données globales inhérentes à une épaisseur de plaque de PMMA donnée. Elles ne nous renseignent pas immédiatement sur les propriétés optiques du polyméthacrylate de méthyle.



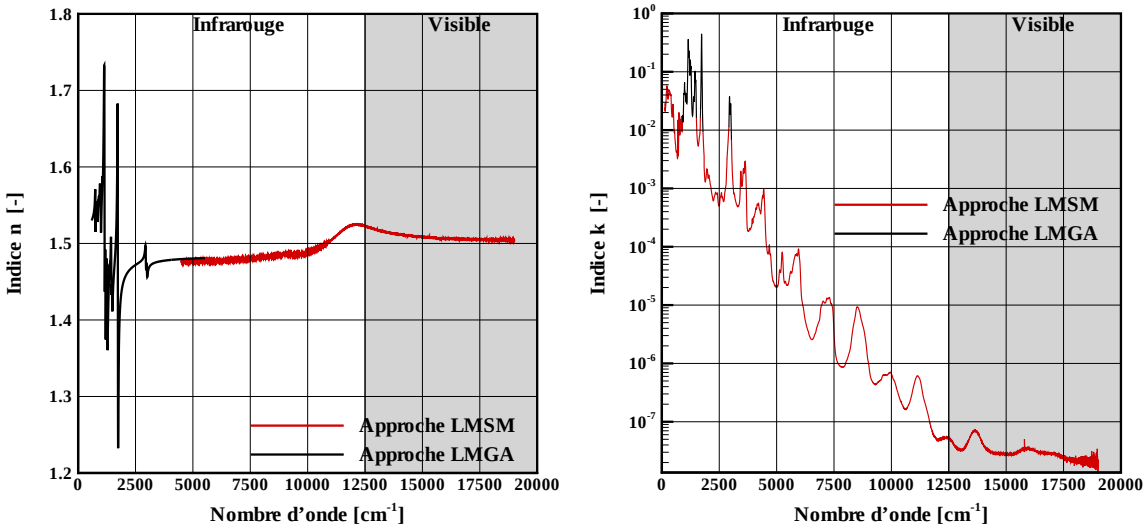
(a) Transmittivité spectrale

(b) Réflectivité spectrale

FIGURE 6.7 – Transmissivités et réflectivités spectrales du PMMA pour différentes épaisseurs. Résultats extraits de [R.I. 22]

L'identification des propriétés optiques du PMMA a été obtenue à partir des données expérimentales sur les propriétés radiatives (Cf. Figures 6.7) en combinant deux approches numériques de reconstruction de données. La première méthode a consisté à modéliser l'évolution du rayonnement parcourant le PMMA via de multiples réflexions dans le milieu. Cette approche, nommée LMSM (Least Mean Squared Method) sur la Figure 6.8, utilise les données sur la transmissivité spectrale pour en déduire l'indice d'absorption spectral du PMMA et la réflectivité spectrale pour l'indice de réfraction. Une approche de type "moindres-carrés" a été utilisée. Connaissant κ_ν, la partie imaginaire de l'indice optique (k_ν) est alors déterminée. Néanmoins, les faibles valeurs de transmissivités spectrales du domaine IR conduisent à une mauvaise identification des propriétés optiques du PMMA (problème de sensibilité aux paramètres d'entrée). Ainsi, pour le domaine IR, il a donc été décidé de développer une seconde approche d'identification basée sur les oscillateurs de Lorentz, nommée LMGA (Lorentz Model plus Genetic Algorithm) sur la Figure 6.8. L'objectif de la méthode d'identification est alors de déterminer la position de 17 oscillateurs, leurs amplitudes et leurs demi-largeurs. Ici, une approche de type algorithme génétique a été utilisée pour estimer les 52 paramètres du modèle. L'association des résultats fournis par les approches LMSM et LMGA permet de reconstruire les indices optiques du PMMA entre 500 et 20000 cm^{-1} comme le présente la Figure 6.8.

Dans un second temps, la détermination des indices optiques a permis de modéliser le comportement thermique d'une plaque de PMMA soumis à un flux radiatif donné. En associant une approche



(a) Indice de réfraction n

(b) Indice d'absorption k

FIGURE 6.8 – Indices optiques du PMMA identifiés par combinaison des approches LMGA (lignes noires) et LMSM (lignes rouges)

de type Monte Carlo réciproque pour modéliser le transfert radiatif au code SATURNE (développé par EDF) pour traiter l'équation de la chaleur, cette modélisation a permis de mettre en avant la différence de comportement d'un point de vue thermique, lorsque l'échantillon de PMMA est sollicité par l'élément chauffant d'un cône calorimètre ou par la lampe à filament de tungstène d'un FPA. La configuration testée est une plaque de 3 cm d'épaisseur, modélisée en 1 D qui est soumise à un flux thermique de 18 kW/m^2 sur sa face droite et qui échange de la chaleur par convection avec le milieu ambiant sur sa face gauche. Les propriétés physiques sont entièrement détaillées dans [R.I. 22]. Les spectres d'émission des éléments chauffants, ainsi que les indices optiques du PMMA sont utilisés pour cette modélisation. La Figure 6.9 présente le terme source thermique, via la divergence du flux radiatif constatée au sein de la plaque de PMMA pour les deux moyens de chauffe (cône calorimètre - CC et lampe tungstène - FPA) lorsque la température de surface atteint 410 K (température de transition du PMMA). Ainsi, du fait de l'émission spectrale particulière de la lampe FPA, la plaque de PMMA chauffe d'avantage dans l'épaisseur que lorsqu'elle est soumise au rayonnement provenant d'un cône calorimètre. Cette application est un exemple supplémentaire pour démontrer que l'action d'un FPA ou d'un cône calorimètre a un impact important sur la dynamique de dégradation d'un combustible donné.

Le travail réalisé précédemment a permis de caractériser les propriétés radiatives et les indices optiques du PMMA mais en ne tenant compte que de l'état "vierge", avant toute attaque thermique. Lors de sa dégradation thermique, la structure même du PMMA peut évoluer au cours du temps. Certains matériaux peuvent "buller" comme le PMMA, d'autres peuvent développer en surface une couche charbonneuse comme le contre-plaqué. Cette modification structurale de l'état de surface du matériau combustible peut avoir un impact sur la dynamique de dégradation de ce même matériau, par modification des propriétés radiatives et optiques.

Afin de mettre en évidence l'impact de l'état de surface d'un combustible sur ses propriétés radiatives, nous avons entrepris de quantifier l'évolution de ses propriétés sur différents matériaux [R.I. 27].

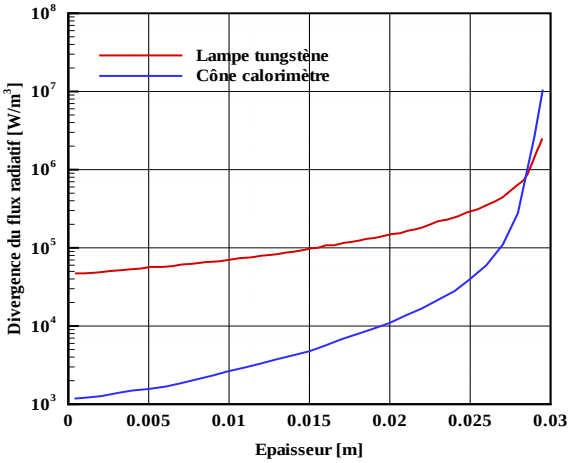


FIGURE 6.9 – Termes sources thermiques (divergences du flux radiatif) obtenus pour les deux types d'éclairage : cône calorimètre et la lampe à filament de tungstène

Chaque échantillon a été exposé au cône calorimètre pour les densités de flux et des temps d'exposition différents. Les combustibles qui ont été sélectionnés étaient :

- un composé carboné réalisé à partir de fibres de carbone et de résine époxy d'une épaisseur de 4,5 mm ;
- un échantillon de contre-plaqué d'une épaisseur de 18 mm ;
- une plaque de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) d'une épaisseur de 15 mm.

Les propriétés radiatives ont été obtenues en utilisant un spectromètre à transformée de Fourier, de type VERTEX 80V de chez Bruker. Cette analyse s'est exclusivement attachée à analyser le comportement des différents échantillons sur le domaine infrarouge entre 1000 et 6000 cm^{-1} (soit entre 1,6 et 10 μm) avec une résolution de 4 cm^{-1}. L'objectif est de quantifier à la fois la réflectivité, l'absorptivité et la transmittivité spectrale.

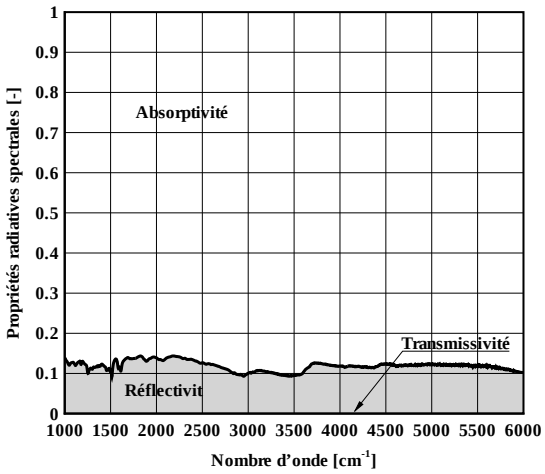
Tout d'abord, une première partie des résultats est exposée sur la Figure 6.10 pour les matériaux pris à leur état vierge. Ces différentes figures représentent à la fois la réflectivité, l'absorptivité et la transmittivité spectrale en utilisant la relation sur le bilan de l'énergie radiative qui est :

$$\rho_\nu + \alpha_\nu + \tau_\nu = 1 \tag{6.1}$$

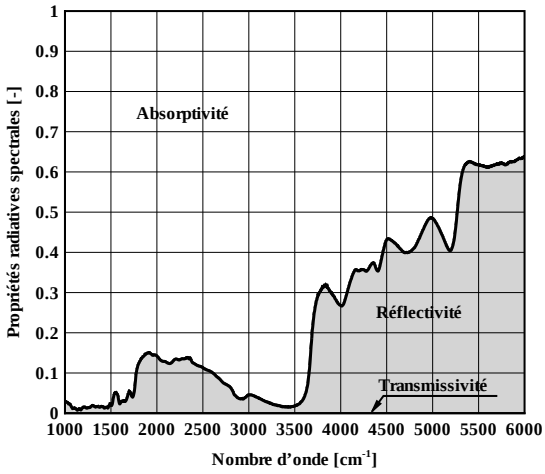
où ρ_ν, α_ν et τ_ν sont respectivement la réflectivité, l'absorptivité et la transmittivité spectrale. Chaque zone de la Figure 6.10 représente l'une de ces propriétés radiatives.

Les résultats extraits pour le composé carboné (Cf. Figure 6.10(a)) montrent que la transmittivité spectrale est nulle, justifiant que ce matériau pour une épaisseur de 4,5 mm est opaque au rayonnement thermique. La réflectivité et l'absorptivité spectrale ne varient pratiquement pas, présentant des valeurs moyennes de 15 et 85% respectivement. Cette analyse démontre que ce composé carboné peut être considéré comme un corps gris et opaque. De plus, l'observation de l'état de surface de cet échantillon montre certaines inhomogénéités liées à la présence en surface des fibres de carbones. Une étude de répétabilité sur ce composé [R.I. 27] a démontré que les propriétés radiatives évoluent faiblement, de l'ordre de 5%.

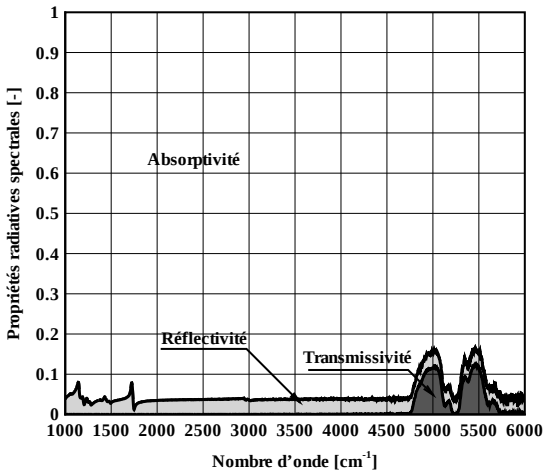
Les propriétés radiatives du contre-plaqué sont données sur la Figure 6.10(b). Ici encore, les résultats montrent que pour une épaisseur de 18 mm, le contre-plaqué est complètement opaque au



(a) Composé carboné



(b) Contre-plaqué



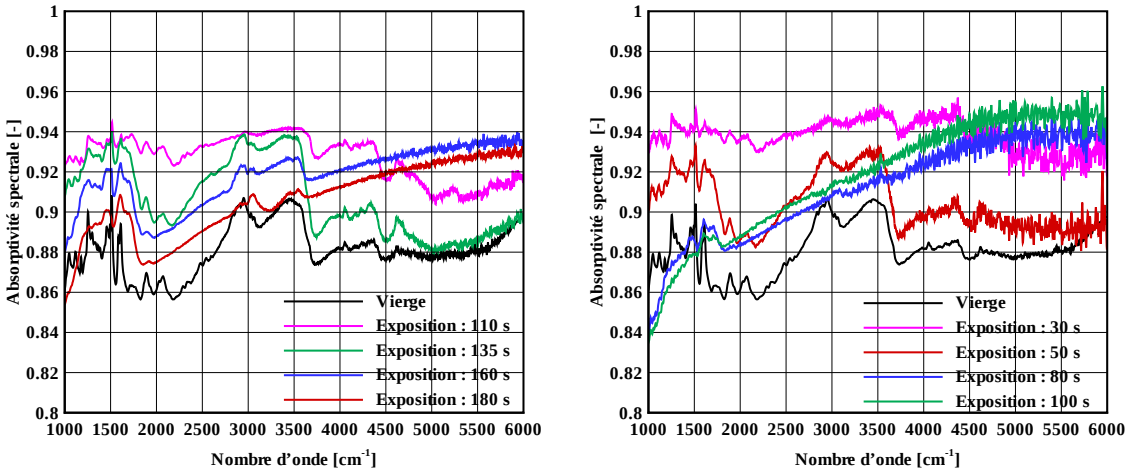
(c) PMMA

FIGURE 6.10 – Propriétés radiatives pour différents échantillons à l'état "vierge", sans attaque thermique

rayonnement infrarouge, car la transmittivité spectrale est nulle sur l'ensemble du domaine infrarouge. Contrairement au composé carboné présenté précédemment, l'absorptivité et la réflectivité spectrale évoluent significativement avec le nombre d'onde : l'échantillon est donc non gris. Entre 1000 et 3500 cm^{-1}, l'absorptivité spectrale est très importante et présentant des valeurs supérieures à 85%. Puis, au-delà de 3500 cm^{-1}, l'absorptivité spectrale chute progressivement pour atteindre 40%. La réflectivité spectrale a donc un comportement complémentaire à l'absorptivité en raison de la transmittivité qui est nulle.

La Figure 6.10(c) donne les propriétés radiatives de la plaque de PMMA, ce qui complète les résultats donnés sur la Figure 6.7. Dans le domaine infrarouge, la transmissivité spectrale est non nulle entre 4500 et 6000 cm^{-1}. Ainsi, l'absorption du rayonnement se fait à la fois en surface de l'échantillon mais également à l'intérieur même de la plaque de PMMA. La réflectivité spectrale est relativement constante autour d'une valeur moyenne de 5%. Ainsi, de manière complémentaire, l'absorptivité spectrale est relativement élevée sur tout la gamme spectrale étudiée ici, pratiquement toujours supérieure à 85%.

Ces différents échantillons ont ensuite été dégradés thermiquement à l'aide d'un cône calorimètre sous des densités de flux thermiques pouvant varier de 30 à 65 kW/m^2 et pour des temps d'exposition de 1 à 10 minutes. Chaque échantillon de PMMA, de contre-plaqué et de composé carboné n'a pas été soumis aux mêmes conditions de dégradation car les dynamiques de dégradation ne sont pas les mêmes : par exemple, un flux de 50 kW/m^2 pendant 10 min a été utilisé pour le contre-plaqué, alors que sous ces mêmes conditions, l'échantillon de PMMA aurait pu être totalement dégradé en présentant un percement de l'échantillon. La caractérisation des échantillons se fait après leur dégradation et non au cours de leur passage sous le cône calorimètre : la température de l'échantillon est alors identique à la température ambiante lors des tests de caractérisation. Comme la plupart des matériaux testés ici sont opaques, nous ne présenterons par la suite que des données inhérentes à l'absorptivité spectrale.



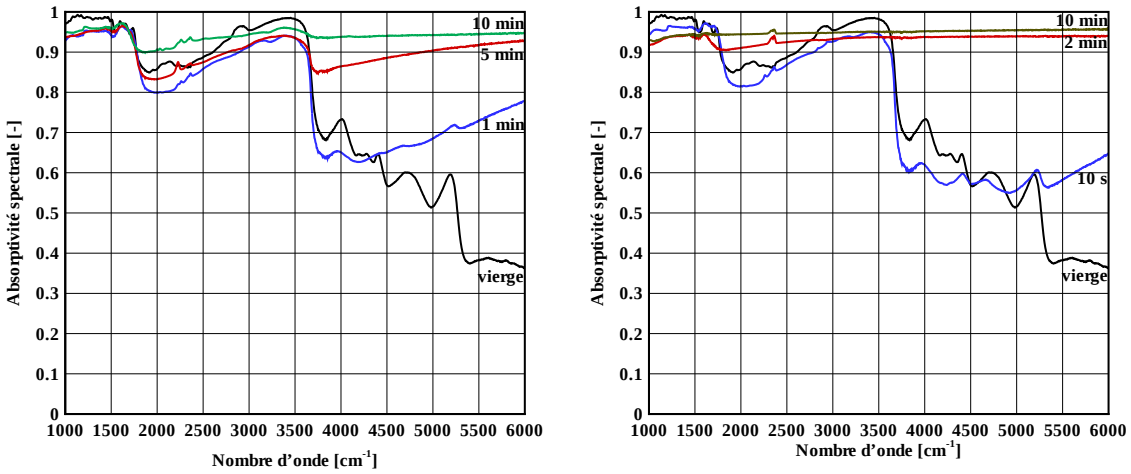
(a) Exposition sous 35 kW/m^2

(b) Exposition sous 65 kW/m^2

FIGURE 6.11 – Evolution de l'absorptivité spectrale lors de la dégradation thermique d'un échantillon de composé carboné de 4,5 mm d'épaisseur

Les Figures 6.11 donnent les absorptivités spectrales du composé carboné pour deux valeurs de densités de flux, 35 et 65 kW/m^2 pour les Figures 6.11(a) et 6.11(b) respectivement. Chaque échan-

tillon a été dégradé pendant des temps pouvant varier de 30 à 180 s. De manière générale, la dégradation thermique du composé carboné entraine dans les premiers instants une augmentation entre 5 à 10 % de l'absorptivité spectrale. Puis, si la dégradation thermique se poursuit, l'absorptivité spectrale diminue. L'analyse de ce comportement est rendue délicate par la composition de ce matériau. En effet, aux premiers instants de la dégradation, c'est la résine époxy qui se dégrade laissant apparaître progressivement les premières fibres de carbone. Ensuite, la dégradation thermique se poursuit en attaquant à la fois la résine et les fibres de carbone.



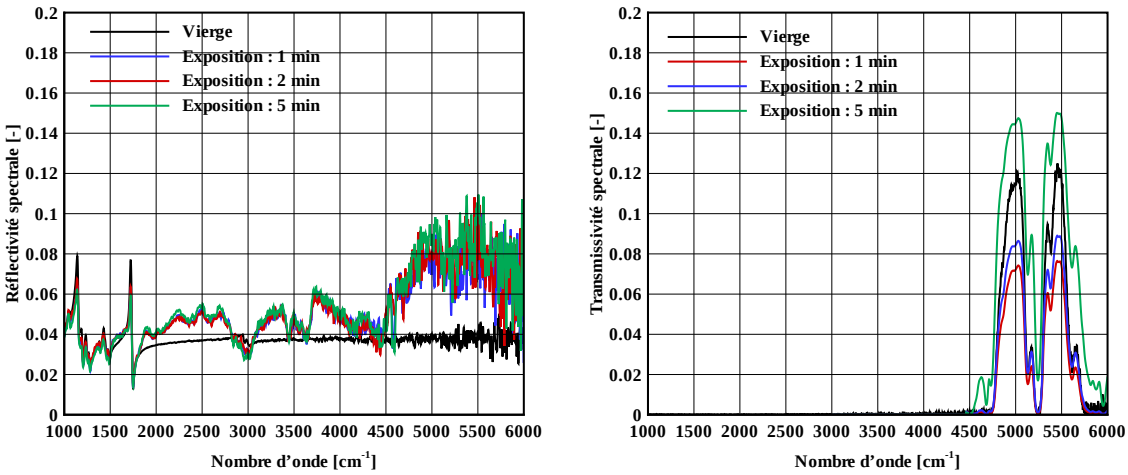
(a) Exposition sous 30 kW/m^2

(b) Exposition sous 50 kW/m^2

FIGURE 6.12 – Evolution de l'absorptivité spectrale lors de la dégradation thermique d'un échantillon de contre-plaqué de 18 mm d'épaisseur

Les propriétés radiatives de la plaque de contre-plaqué soumise à des densités de flux thermiques de 30 et 50 kW/m^2 sont présentées sur les figures 6.12(a) et 6.12(b) respectivement. L'évolution des absorptivités spectrales montre que l'échantillon tend progressivement à devenir un corps gris dont la valeur moyenne d'absorptivité est supérieure à 90%. L'analyse des Figures 6.12(a) et 6.12(b) démontre que le passage d'un corps non gris à un corps gris dépend du couple densité de flux / temps d'exposition, car plus la densité de flux radiative est importante, plus le temps nécessaire à la plaque de contre-plaqué pour devenir un corps gris sera faible. Ce comportement est principalement expliqué par la formation d'une couche carbonée à la surface de l'échantillon.

La Figure 6.13 donne les évolutions des propriétés radiatives (réflectivité et transmttivité) de la plaque de PMMA à différents instants lorsque celle-ci est éclairée par 50 kW/m^2. La Figure 6.13(a) démontre que la réflectivité spectrale évolue faiblement (moins de 5%) au-delà de 2000 cm^{-1}. Dès que l'échantillon de PMMA se dégrade, ce dernier "bulle". Ainsi, la modification de l'état de surface influence la réflectivité de l'échantillon. La transmittivité spectrale, présentée sur la Figure 6.13(b), diminue aux premiers instants, pour finalement augmenter sur un échantillon ayant été exposé pendant 5 min. La diminution de la transmittivité spectrale s'explique principalement par la présence des bulles qui stoppe une partie du rayonnement incident. Ensuite, lorsque la dégradation se poursuit, l'échantillon perd de plus en plus de matière et son épaisseur s'amincit. Comme l'absorption du rayonnement se fait principalement dans le volume de l'échantillon (tel qu'il a été présenté sur la Figure 6.9), la part du flux incident qui est transmis par l'échantillon augmente, ce qui implique alors une élévation de la transmittivité spectrale.



(a) Réflectivité spectrale

(b) Transmittivité spectrale

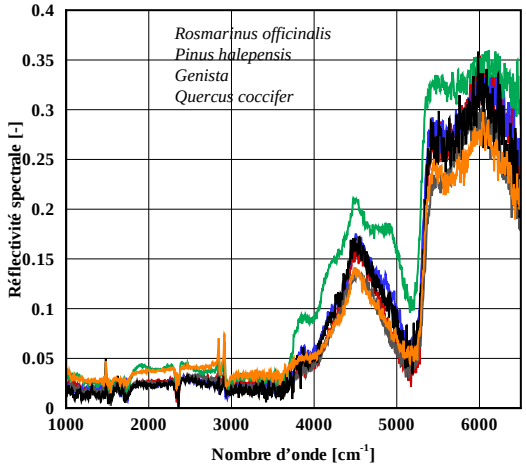
FIGURE 6.13 – Evolution des propriétés radiatives lors de la dégradation thermique d'un échantillon de PMMA de 15 mm d'épaisseur sous 50 kW/m^2

Les combustibles étudiés précédemment, sont des matériaux très largement employés dans les structures bâtimentaires tels que les maisons, immeubles et entrepôts. Ainsi, ils peuvent être impliqués lors de feux en milieux "confinés". Pour les feux de végétation, le même genre d'analyse a été réalisée. Lors d'un feu de "forêts", ce sont principalement les éléments dits "fins" (fins d'un point de vue thermique) qui sont directement concernés par un incendie. Nous nous sommes ainsi focalisés sur plusieurs essences de végétation qui sont présentes dans les régions fortement impactées par les feux de végétation. Les espèces étudiées ont été :

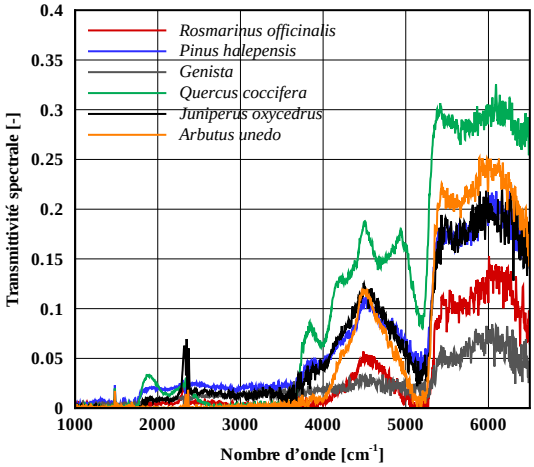
- *Quercus coccifera* (feuilles de chênes kermès),
- *Arbutus unedo* (feuilles d'arbousiers),
- *Juniperus oxycedrus* (aiguilles de cades ou de genévriers cades),
- *Pinus halepensis* (aiguilles de pins blancs de Provence),
- *Rosmarinus officinalis* (aiguilles de romarin),
- *Genista* (aiguilles de genêts).

Le dispositif expérimental utilisé ici associe un spectromètre à transformée de Fourier de type IFS66v/s de Bruker à une sphère intégrante et un détecteur MCT. Le domaine spectral sur lequel les propriétés radiatives sont mesurées va de 1000 à 6500 cm^{-1} avec une résolution de 2 cm^{-1}. Les détails du dispositif expérimental sont disponibles dans [R.I. 7]. Les végétaux ont été caractérisés deux jours après leur prélèvement sur site.

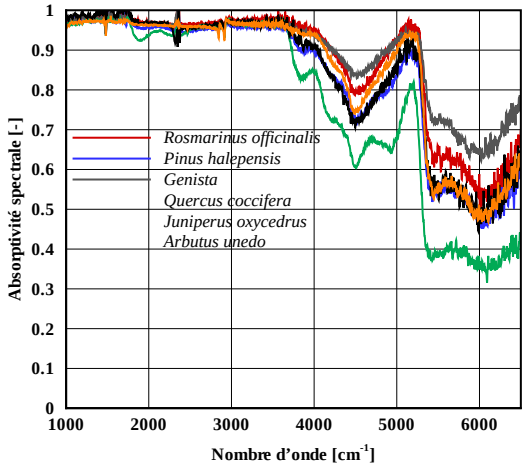
L'ensemble des propriétés radiatives mesurées au cours de cette étude est regroupé sur la Figure 6.14. L'analyse des réflectivités (Cf. Figure 6.14(a)) ou des transmittivités (Cf. Figure 6.14(b)) spectrales montre très clairement un comportement non-gris pour l'ensemble des espèces végétales considérées. La réfléctivité spectrale et la transmittivité spectrale montrent un comportement similaire sur l'ensemble du domaine infrarouge avec un maximum observé à 30% vers 6000 cm^{-1}. Ces observations démontrent qu'un comportement quasi unique est obtenu quel que soit le type d'essence testé et quelle que soit sa structure morphologique, feuilles ou aiguilles. Ainsi, les propriétés radiatives sont principalement liées aux différents composants intrasèques de la matière végétale, à savoir, l'humidité résiduelle présent au sein de la matière végétale, la cellulose, l'hémicellulose et la lignine. La Figure



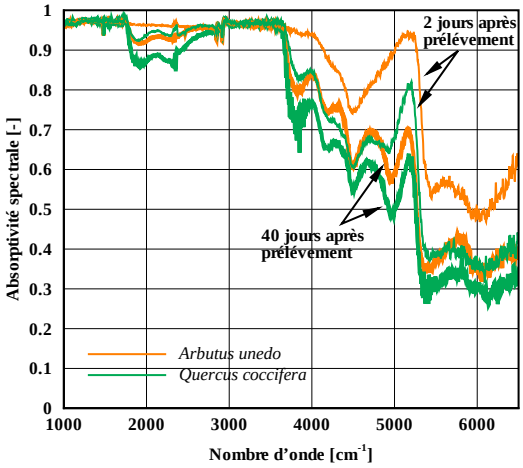
(a) Réflectivité spectrale



(b) Transmittivité spectrale



(c) Absorptivité spectrale



(d) Influence du taux d'humidité des végétaux

FIGURE 6.14 – Propriétés radiatives mesurées sur 6 espèces végétales impactés par les feux de "forêts"

6.14(c) donne les absorptivités spectrales pour les différentes espèces végétales. Entre 1000 et 3500 cm^{-1}, l'ensemble des végétaux testés ont un comportement quasiment gris, avec une absorptivité moyenne proche de 95%. Au-delà, l'absorptivité spectrale chute à des valeurs pouvant atteindre 35%. Ces résultats montrent très clairement que les espèces végétales impliqués lors des feux de "forêts" ont un comportement non-gris vis-à-vis du rayonnement thermique. L'exploitation simplifiée de ces données peut être réalisée en considérant une moyenne de Planck en connaissant la température de la source de rayonnement. La moyenne de Planck est estimée par :

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_{\Delta\nu} \alpha_\nu L^0_\nu \left(T_{\text{source}}\right) \mathrm{d}\nu}{\int_{\Delta\nu} L^0_\nu \left(T_{\text{source}}\right) \mathrm{d}\nu} \tag{6.2}$$

où $\bar{\alpha}$ et α_ν sont la moyenne de l'absorptivité au sens de Planck et l'absorptivité spectrale. $\Delta\nu$ représente le domaine spectral sur lequel est réalisé la moyenne. Typiquement les valeurs des moyennes

peuvent varier entre 84% et 95%, pour le *Quercus coccifera*, pour des températures de source de 673 K et 1273 K respectivement. L'ensemble de ces moyennes est développé au sein de [R.I. 7].

Afin d'analyser l'impact du "séchage" des végétaux sur leur propriété radiative, deux espèces végétales (*Quercus coccifera* et *Arbutus unedo*) ont été séchées pendant 40 jours avant de les caractériser de nouveau. L'ensemble des absorptivités spectrales, avant et après séchage, est donné sur la Figure 6.14(d). Les spectres d'absorptivité montrent très clairement des écarts : la perte en eau des différentes espèces végétales entraine une nette diminution de l'absorptivité spectrale au-delà de 3000 cm^{-1}, dont les variations peuvent atteindre 40%. Le chêne Kermès (*Quercus coccifera*) étant une essence relativement pauvre en humidité, son absorptivité spectrale au cours du temps évolue donc très faiblement. Ce comportement démontre une nouvelle fois, que la dynamique de la dégradation thermique de ces combustibles peut être très fortement impactée par l'évolution au cours du temps lors d'un incendie, des propriétés radiatives de ces différentes espèces végétales.

6.2.3 Étude du comportement thermique de matériaux soumis à de forts flux thermiques

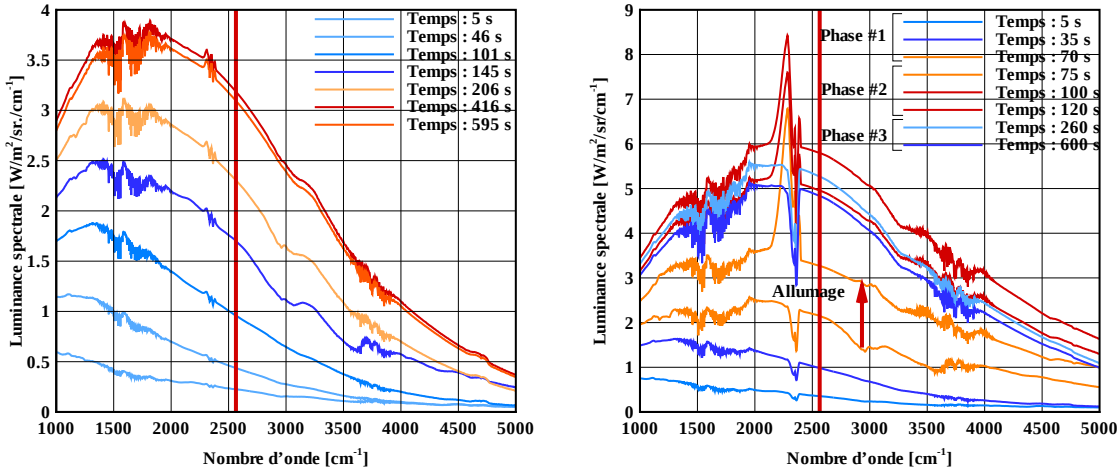
Précédemment, il a été démontré comment les propriétés radiatives (et donc les propriétés optiques) des matériaux utilisés comme combustibles pouvaient influencer la dynamique de la dégradation des matériaux. Un autre paramètre crucial est la température de l'échantillon. En effet, le débit de pyrolyse (équivalent au débit de gaz produit par décomposition de la matière) est directement lié à la température. Pour les matériaux non poreux, avec lesquels nous avons travaillé jusqu'à présent, c'est la température de la surface qui est exposée au flux thermique qui constitue le paramètre clé. Les techniques de mesure classiques de la température par thermocouples, constituent des approches intrusives puisque localement la présence d'un thermocouple peut modifier le bilan local d'énergie et donc fausser la température mesurée. De plus, pour un certain nombre de configurations, comme dans le cas d'un échantillon de faible épaisseur, il peut être impossible de fixer un thermocouple.

Fort de l'expérience acquise en dégradation thermique en associant des moyens de mesures spectroscopiques ou par imagerie infrarouge, nous avons envisagé de quantifier la température de surface d'un matériau en train de se dégrader thermiquement via l'analyse d'images infrarouges de cette même surface prises par une caméra thermique.

L'enjeu est de pouvoir quantifier précisément la température de pyrolyse des matériaux en utilisant une technique de mesure non-invasive. Néanmoins, les difficultés sont nombreuses :

- le rayonnement émis par la surface dépend de l'émissivité du matériau ;
- le rayonnement mesuré peut être perturbé par la présence éventuelle d'une flamme, introduisant une contribution supplémentaire au rayonnement provenant des gaz de combustion (principalement dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau) et de suies à haute température ;
- le rayonnement émis par la surface peut être en partie atténué par la présence de gaz dits "participants" entre l'échantillon et l'optique de la caméra, comme le dioxyde de carbone ou la vapeur d'eau, à température ambiante ;
- le rayonnement mesuré peut contenir une part du rayonnement émis par le dispositif de chauffe (cône calorimètre ou dispositif FPA) qui aurait été réfléchie par le matériau lors de sa dégradation.

La difficulté liée à l'émissivité des matériaux peut être résolue en partie par la réalisation d'une étude similaire à celle qui a été précédemment présentée sur la caractérisation des propriétés radiatives. Les contributions radiatives (en émission et en absorption) du dixoyde de carbone et de la vapeur d'eau peuvent être évitées par l'utilisation optimale d'un filtre optique transparent dans une bande spectrale choisie.



(a) Densité de flux incident de 35 kW/m^2

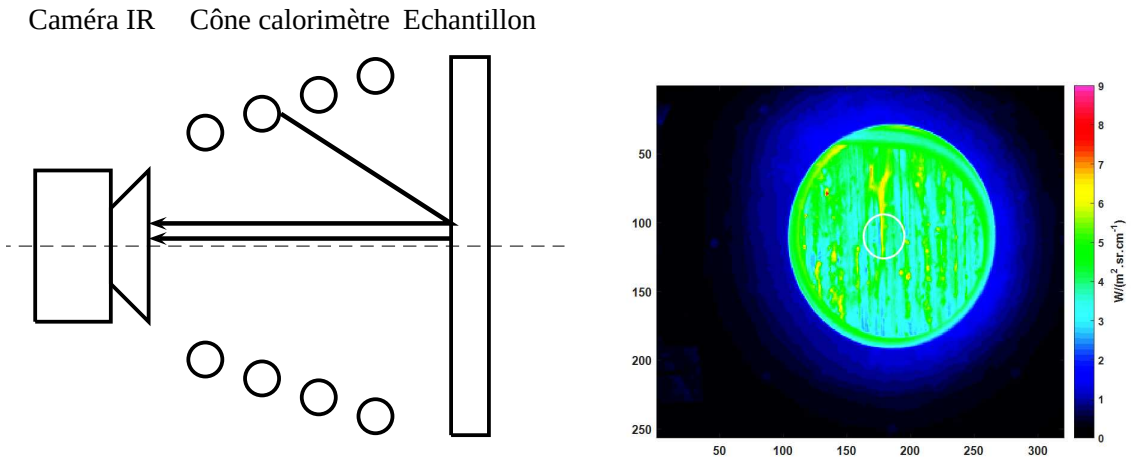
(b) Densité de flux incident de 50 kW/m^2

FIGURE 6.15 – Luminance spectrale émise par la surface de l'échantillon à différents instants sous deux conditions de flux - Le trait vertical représente la position du filtre utilisé lors de ces essais

Des essais préliminaires, associant un spectromètre à transformée de Fourier, de type VERTEX 80V de chez Bruker à un cône calorimètre ont permis de fixer le choix du filtre en étudiant la dégradation d'une plaque de composé carboné. Le spectre infrarouge est analysé entre 1000 et 5000 cm^{-1}. L'échantillon d'une taille de 100 mm par 100 mm et de 5 mm d'épaisseur, a été soumis à des densités de flux thermiques de 35 et 50 kW/m^2. La figure 6.15 regroupe l'ensemble des résultats. La Figure 6.15(a) donne les évolutions des luminances spectrales émises par l'échantillon pour un flux de 35 kW/m^2. Sous cet éclairement, aucune flamme ne se développe. On constate alors que le niveau global des spectres augmente avec le temps, car la température de l'échantillon augmente également. Sur ces spectres, nous pouvons également observer les pics d'absorptions du rayonnement par la vapeur d'eau ambiante (présente dans l'air) à 1600 et 3700 cm^{-1} ainsi qu'à 2330 cm^{-1} pour le dioxyde de carbone. Nous pouvons dès lors constater que les contributions de ces différents gaz n'impactent qu'une faible partie du spectre étudié. Sous un éclairement plus important (50 kW/m^2, Cf. Figure 6.15(b)), les spectres offrent des niveaux plus importants encore. La Figure 6.15(b) présente trois séries de spectres :

- ceux notés "Phase 1" correspondent à la phase de pré-chauffage de l'échantillon ;
- ceux indiqués "Phase 2" ont été enregistrés lorsqu'une flamme était présente après auto-inflammation de l'échantillon ;
- ceux représentés par "Phase 3" correspondent aux spectres mesurés une fois que la flamme ait totalement disparue.

La "Phase 1" est équivalente aux spectres de la Figure 6.15(a) précédemment commentés. La "Phase 2" permet de mettre en avant la présence de la flamme par, notamment, la présence de pics d'émission de rayonnement associés au dioxyde de carbone (aux alentours de 2330 cm^{-1}). Après disparition de la flamme, la "Phase 3" comporte des spectres d'émission très semblables de ceux de la "Phase 1". Ainsi, les contributions aux rayonnement thermique des gaz dits "participants" (en émission et en absorption) peut être évitées en utilisant un filtre dont la bande passante est en dehors de ces pics d'émission et d'absorption du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau. Le choix qui a été fait est de considérer un filtre à 2564 cm^{-1} (nombre d'onde repéré sur la Figure 6.15). Quant aux



(a) Schéma de principe de l'expérience

(b) Exemple de cliché pris à partir de la caméra thermique sur un filtre centré en 2564 cm^{-1} pour une densité de flux incident de 50 kW/m^2

FIGURE 6.16 – Mesure de la contribution radiative d'un échantillon soumis à un cône calorimètre

suies, leur action est, ici sur cet exemple, supposée minime car leur fraction volumique n'est pas assez importante pour que leur contribution soit significative [R.I. 29].

Le dispositif expérimental permettant de quantifier la température de surface de l'échantillon lors de sa dégradation comprend une caméra multi-spectrale Orion SC7000 de FLIR et un cône calorimètre, comme le présente la Figure 6.16(b). La caméra thermique équipée de son filtre, filme l'échantillon en utilisant l'espace central disponible sur le cône calorimètre. Un exemple de cliché pris par la caméra thermique, utilisant un filtre à 2564 cm^{-1} est illustré sur la Figure 6.16(b) pour un échantillon soumis à une densité de flux de 35 kW/m^2. Les niveaux des luminances ainsi reconstruites ne prennent pas en compte que de l'émission propre de l'échantillon en train de se dégrader mais également une contribution due à la réflexion sur l'échantillon du rayonnement envoyé par le cône calorimètre. Ce cliché montre également les inhomogénéités présentes sur la surface de l'échantillon de composé carboné.

L'objectif est donc de déterminer la température de surface d'un échantillon se dégradant thermiquement à partir de clichés issus d'une caméra thermique utilisant un filtre à 2564 cm^{-1}. Selon la loi de Planck, la luminance spectrale émise par un corps noir est de la forme :

$$L_\nu^0 = \frac{1}{\pi} \frac{C_1 \nu^3}{e^{\frac{C_2 \nu}{T}} - 1} \tag{6.3}$$

Avec $C_1 = 3,7428 \cdot 10^{-16}$ W/m^2 et $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2}$ m K. Puisque, la luminance spectrale mesurée par la caméra thermique est donc une part de rayonnement émis par l'échantillon à laquelle est superposée une part provenant du cône calorimètre, réfléchie par l'échantillon, la luminance mesurée, $L_\nu(t)$, a pour expression :

$$L_\nu(t) = \epsilon_\nu(t) L_\nu^0(T(t)) + \overset{\frown}{\rho_\nu}'(t) E_\nu^{\text{cône}}(t) \tag{6.4}$$

où ϵ_ν, $\overset{\frown}{\rho_\nu}'$ et T sont respectivement l'émissivité et la réflectivité hémisphérique-directionnelle

spectrale de l'échantillon et sa température. $E_\nu^{\text{cône}}$ est l'éclairement spectral envoyé par le cône calorimètre au nombre d'onde ν. Or il a été démontré précédemment que la contribution radiative envoyée par le cône est :

- stable dans le temps ;
- équivalente à celle d'un corps noir à la température de consigne fixée sur le cône.

Pour ces raisons, la luminance spectrale mesurée devient alors,

$$L_\nu(t) = \epsilon_\nu(t) L_\nu^0(T(t)) + \overset{\frown}{\rho_\nu}'(t) L_\nu^0(T_{\text{cône}}) \tag{6.5}$$

En supposant qu'entre deux clichés séparés par un temps assez court (entre 0,2 et 1 s pour la caméra thermique),

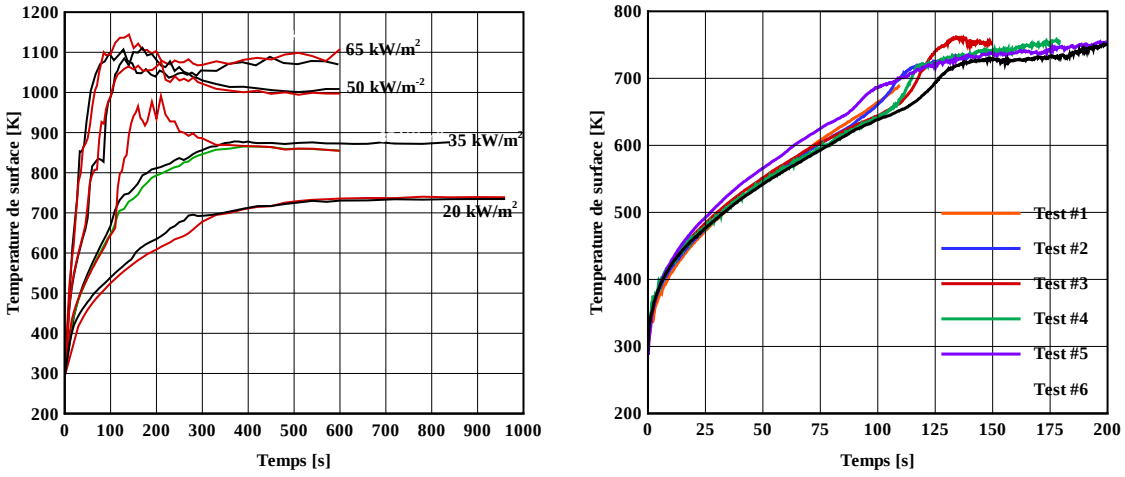
- la contribution de la part réfléchie par l'échantillon est identique ;
- l'émissivité spectrale de l'échantillon a très peu changé.

La température de l'échantillon à l'instant t dépend alors de cette même température à l'instant précédent, $t - \Delta t$, par :

$$T(t) \approx \left[-\frac{1}{\nu C_2} \ln \left(\frac{\pi (L_\nu(t) - L_\nu(t - \Delta t))}{\epsilon_\nu C_1 \nu^3} + e^{-\frac{C_2 \nu}{T(t-\Delta t)}} \right) \right]^{-1} \tag{6.6}$$

Toutefois, la détermination du terme de réflexion reste difficile car la géométrie du cône n'est pas celle d'une source isotrope hémisphérique. Il est alors préférable d'essayer d'éliminer cette contribution plutôt que de l'évaluer.

Après avoir testé cette approche sur une application purement numérique [R.I. 29], cette technique a été appliquée sur des données issues de la dégradation d'une plaque de composé carboné de 100 mm par 100 mm et de 5 mm d'épaisseur soumise à une densité de flux variable, allant de 20 à 65 kW/m^2.



(a) Tests sous différentes conditions de densités de flux

(b) Tests de répétabilité sous une densité de flux de 35 kW/m^2

FIGURE 6.17 – Estimation de températures de surface basée sur la soustraction de deux images infrarouges à 2564 cm^{-1}

La Figure 6.17(a) donne les estimations des températures de surface pour plusieurs éclairements différents. Chaque test a été répété deux fois. Un essai supplémentaire a été réalisé sur une condition

de densité de flux de 35 kW/m^2 où une flamme pilote a été déclenchée à 100 s. Ces thermogrammes démontrent que pour chaque configuration, les températures estimées sur deux essais sont sensiblement identiques et confirment la potentialité de cette approche non-intrusive même lorsqu'une flamme est présente.

Une seconde campagne d'essais a été réalisée sur 6 échantillons de taille identique, 50 mm par 300 mm et 5 mm d'épaisseur. Ces plaques de composé carboné ont été soumises à une densité de flux de 35 kW/m^2 sous un cône calorimètre. L'ensemble des résultats portant sur l'identification de la température de surface sont exposés sur la Figure 6.17(b). Jusqu'à un temps de 100 s, les résultats sont répétables. Des écarts sur les thermogrammes sont observés au-delà de 100 s (au voisinage de 650 K) correspondant à l'auto-inflammation de la plaque : le changement de dimensions de l'échantillon et les différences d'isolation du porte échantillon expliquent en partie que l'auto-inflammation est possible ici alors qu'elle n'était pas observée avec des échantillons précédents sous le même flux. La présence de la flamme induit un flux de chaleur supplémentaire sur l'échantillon ce qui implique une élévation de température supplémentaire.

Ce "rétro" flux thermique, envoyé par la flamme sur l'échantillon, s'il est suffisant permet, avec le flux envoyé par le cône, de maintenir la dégradation de l'échantillon. Tenter de mesurer cette contribution peut être délicat sans introduire un fluxmètre supplémentaire sur l'échantillon qui viendrait immanquablement perturber l'équilibre thermique local. Les résultats précédents sur la température de surface de l'échantillon peuvent aider à estimer la valeur de ce "rétro" flux thermique.

En effet, en considérant le problème de transfert de chaleur au sein de l'échantillon comme étant monodimensionnel (en raison de ses dimensions au regard de son épaisseur), l'équation bilan thermique à vérifier est la suivante :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}(t,x) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(t,x) + \dot{q}'''(t,x) \tag{6.7}$$

où ρ, C_p et λ sont respectivement la masse volumique, la capacité calorifique et la conductivité thermique de l'échantillon. $\dot{q}'''$ représente quant à lui l'ensemble des termes "puits" liés à la dégradation du matériau sous forme de chaleur latente de pyrolyse. Dans le cadre de cette étude, nous allons nous placer exclusivement aux premiers instants de la dégradation / inflammation, lorsque le terme $\dot{q}'''$ est encore négligeable devant les autres termes de l'équation bilan. A l'Equation 6.7 sont associées deux conditions aux limites :

- sur la surface irradiée en $x = E$,

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(t,E) = h_E \left(T(t,E) - T_{\infty E}\right) + \epsilon\sigma \left(T^4(t,E) - T_{\infty E}^4\right) - \alpha\varphi_{\text{inc}} \tag{6.8}$$

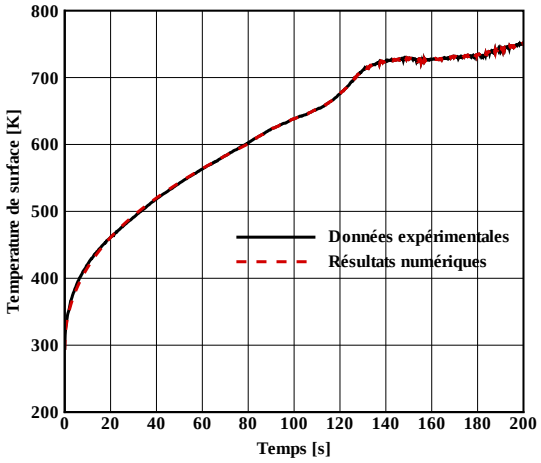
- sur la surface libre en $x = 0$,

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(t,0) = h_0 \left(T(t,0) - T_{\infty 0}\right) + \epsilon\sigma \left(T^4(t,0) - T_{\infty 0}^4\right) \tag{6.9}$$

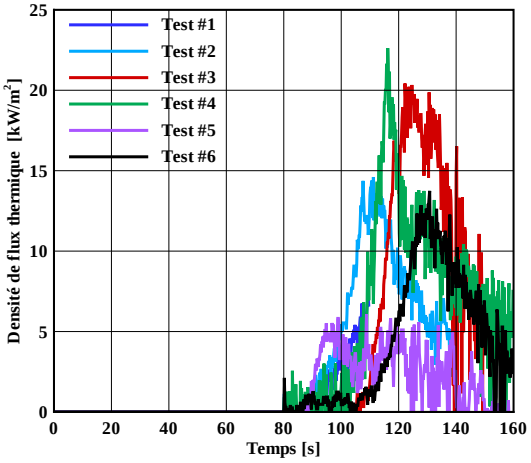
$T_{\infty 0}$ et $T_{\infty E}$ sont les températures des milieux environnant l'échantillon. La densité de flux incidente, φ_{inc}, est l'association de la densité de flux émise par le cône calorimètre et de celle envoyée par la flamme sur l'échantillon,

$$\varphi_{\text{inc}} = \varphi_{\text{cône}} + \varphi_{\text{flamme}} \tag{6.10}$$

Une méthode de résolution, type Volumes Finis, a été utilisée pour résoudre ce problème. Les coefficients de convection h_0 et h_E ont été fixés à 5 W/m^2/K correspondant à une situation classique en convection libre. Les valeurs de l'émissivité et de l'absorptivité moyennes ont été prise à 0,91



(a) Comparaison des températures de surface de l'échantillon entre celle donnée par la caméra thermique et celle reconstruire par le modèle numérique pour le Test #6



(b) Evaluation du "rétro" flux fourni par la flamme

FIGURE 6.18 – Résultats sur l'estimation du "rétro" flux thermique émis la flamme sur la surface de l'échantillon

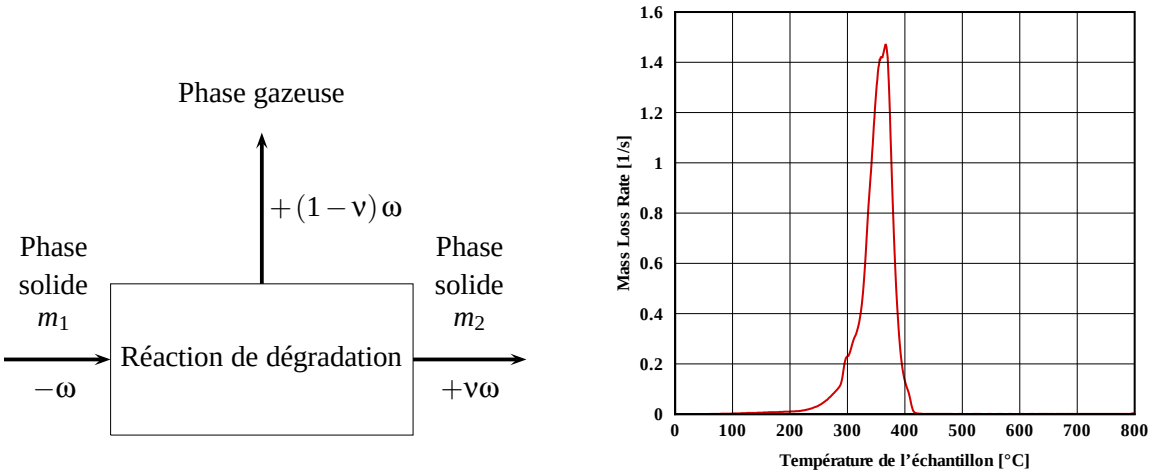
compte tenu des éléments qui sont exposés précédemment sur les propriétés radiatives du composé carboné. Cependant, une difficulté se présente concernant les propriétés thermiques du matériaux. Composé principalement de fibres de carbone et de résine époxy, l'échantillon possède des propriétés thermiques assez délicates à déterminer et qui évoluent au cours de la dégradation.

Le choix qui a été retenu est de subdiviser les thermogrammes de la Figure 6.17(b) en deux parties :

- jusqu'à 80 s, l'échantillon n'est soumis qu'au flux provenant du cône calorimètre. Cette partie du thermogramme est alors utilisée pour déterminer via un algorithme d'optimisation (type essaim particulaire) les propriétés thermiques équivalentes de l'échantillon ;
- à partir de 80 s, les propriétés thermiques sont supposées connues, et la densité de flux provenant de la flamme est identifiée pour permettre l'évolution correcte de la température de surface de l'échantillon, telle que mesurée.

Les résultats issus de l'étape d'identification des propriétés thermiques donnent en moyenne une valeur de $2,5 \cdot 10^6$ J/K/m^3 pour ρC_p et une valeur de 0,4 W/m/K pour λ. Ces données sont en accord avec les valeurs que l'on peut retrouver dans la littérature pour la même famille de matériau composé. Un exemple de reconstruction complet de thermogramme est donné sur la Figure 6.18(a). Les écarts entre les deux thermogrammes n'excèdent pas 6 K pour la phase d'optimisation (jusqu'à 80 s). Lors de la seconde étape, sur la détermination du flux thermique, les écarts ne dépassent pas 0,1 K.

La Figure 6.18(b) donne l'évolution des "rétro" flux émis par la flamme sur les six essais qui ont été réalisés. Les tentatives d'évaluation de ce flux supplémentaire se sont limitées ici jusqu'à 160 s. En effet, au-delà de cette limite de temps, les hypothèses utilisées lors de cette étude ne sont plus tenables, en particulier le terme de perte de masse n'est plus négligeable et les propriétés thermiques ne sont plus constantes. Vus, les résultats de la Figure 6.18(b), l'ordre de grandeur du flux thermique supplémentaire apporté par la flamme peut atteindre 15 à 20 kW/m^2. Néanmoins, ces résultats nécessitent encore d'être consolidés en prenant en compte, au sein du modèle, la perte en masse de l'échantillon au cours de sa dégradation thermique.



(a) Représentation d'un schéma réaction à une seule étape (b) Exemple de données issues d'une ATG sur du PMMA pour une rampe thermique de 5°C/min

FIGURE 6.19 – Modèle et exemple de résultats utilisés pour l'étude de la dégradation des matériaux

6.2.4 Analyse d'un modèle de pyrolyse utilisant un schéma réactionnel à une seule étape

Les modèles physiques permettant de réaliser le lien entre la perte en masse d'un matériau solide lors de sa dégradation et sa température font encore l'objet de nombreuses recherches. L'une des techniques les plus utilisées aujourd'hui est l'approche dite "Arrhenius". Néanmoins, ce modèle s'appuie sur des théories utilisées pour une phase gazeuse, ce qui peut poser de sérieux doutes sur son utilisation pour la dégradation thermique d'un composé solide. Néanmoins, le travail de thèse de Benjamin Batiot a permis en partie de légitimer l'utilisation de cette approche. C'est avec l'Institut Pprime de l'université de Poitiers, et en particulier avec Benjamin Batiot, que nous avons revisité [R.I. 28] le modèle d'Arrhenius pour un schéma réactionnel de dégradation à une seule étape, comme le présente la Figure 6.19(a). Un combustible de base de masse, m_1, va se dégrader pour produire des gaz de pyrolyse et éventuellement une seconde phase solide (correspondant à des résidus) de masse, m_2.

La variation au cours du temps d'une masse, m, est représentée par son taux de réaction ω, par

$$\omega\left(t\right) = \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = k\left(t\right) f\left(m\right) \tag{6.11}$$

où k et f sont respectivement la loi de variation de vitesse et la fonction de conversion. Pour une masse adimensionnée, la fonction de conversion a une expression classique du type,

$$f\left(m\right) = m^n \tag{6.12}$$

où n définit l'ordre de la réaction de dégradation. La loi de variation de vitesse peut prendre des formes différentes et c'est une approche type "Arrhenius" qui est souvent utilisée. La fonction k est alors définie par,

$$k\left(t\right) = A\exp\left(-\frac{E}{RT\left(t\right)}\right) \tag{6.13}$$

où A, E et R sont respectivement le coefficient de pré-facteur, l'énergie d'activation et la constante des gaz parfaits. A et E sont donc des coefficients définis pour un combustible donné. Pour un schéma

réactionnel à une seule étape de dégradation, les bilans pouvant être établis pour les masses m_1 et m_2 sont les suivants :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}m_1(t)}{\mathrm{d}t} = -\omega(t) \\ \dfrac{\mathrm{d}m_2(t)}{\mathrm{d}t} = \nu\omega(t) \end{cases} \tag{6.14}$$

Ainsi, la perte en masse globale pour la phase solide est représentée par le MLR (Mass Loss Rate) défini par

$$MLR(t) = -\left(\frac{\mathrm{d}m_1(t)}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}m_2(t)}{\mathrm{d}t}\right) = A(1-\nu)\, m_1^n(t) \exp\left(-\frac{E}{RT(t)}\right) \tag{6.15}$$

Le taux de perte en masse du combustible dépend directement de la masse du combustible mais également de sa propre température. Ainsi, pour un combustible donné, quatre paramètres sont à identifier A, E, ν et n. Au-delà du paramètre, ν, qui représente un taux de conversion de la phase solide vers la phase gazeuse (pas de résidu de dégradation entraine que ν = 0), les autres paramètres n'ont quant à eux pas de sens physique pour un composé solide. Ainsi, l'utilisation de ces lois de dégradation nécessite des données expérimentales, en général fournies par une Analyse Thermo-Gravimétrique (ATG), pour identifier les paramètres de la loi d'Arrhenius. Les données issues de l'ATG sont obtenues sur des échantillons de très faible masse (quelques mg) du combustible sous la forme d'une poudre. L'échantillon subit alors une montée progressive de sa température selon une rampe β donnée (en K/min). La faible masse de l'échantillon sous la forme d'une poudre garantit en théorie que l'échantillon est thermiquement fin. En guise d'exemple de données fournies par une ATG, la Figure 6.19(b) donne la vitesse de perte de masse (ou MLR) observée sur un échantillon de PMMA sous une rampe de température de 5°C/min. On observe ici très clairement deux pics : un premier épaulement vers 300°C (soit 573 K) suivi d'un pic plus fortement marqué vers 365°C (soit 638K). Ces résultats sont comparables avec ceux obtenus par Ferriol *et col.* [2] pour le même type de rampe de température et sur du PMMA caractérisé par une masse molaire de 996 000 g/mol^{-1}.

Afin d'analyser au mieux le schéma réactionnel à seule étape (Cf. Figure 6.19(a)), nous avons entrepris dans un premier temps la recherche de la solution analytique, permettant d'exprimer la vitesse de perte de masse en fonction du temps. Après quelques manipulations mathématiques détaillées dans [R.I. 28], l'expression du MLR peut prendre deux formes différentes en fonction de la valeur de l'ordre de la réaction n,

$$MLR(T) = A(1-\nu)\, m_1^n(T) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \tag{6.16}$$

avec, si n=1,

$$m_1(T) = \exp\left(\frac{A}{\beta}\left(\frac{E}{R}\left(\mathcal{E}_1\left(\frac{E}{RT}\right) - \mathcal{E}_1\left(\frac{E}{RT_0}\right)\right) - T\exp\left(-\frac{E}{RT}\right) + T_0\exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)\right)\right) \tag{6.17}$$

et si $n \neq$1,

$$m_1(T) = \left((1-n)\left(\frac{A}{\beta}\left(\frac{E}{R}\left(\mathcal{E}_1\left(\frac{E}{RT}\right) - \mathcal{E}_1\left(\frac{E}{RT_0}\right)\right) - T\exp\left(\frac{-E}{RT}\right) + T_0\exp\left(\frac{-E}{RT_0}\right)\right)\right) + 1\right)^{\left(\frac{1}{1-n}\right)} \tag{6.18}$$

2. M. Ferriol, A. Gentilhomme, M. Cochez, N. Oget, J.L. Mieloszynski, Thermal degradation of poly(methyl methacrylate) (PMMA) : modelling of DTG and TG curves, Polymer Degradation and Stability, Volume 79, Issue 2, 2003, Pages 271-281.

La fonction $\mathcal{E}_1$ est définie comme la fonction "exponentielle intégrale", exprimée par :

$$\mathcal{E}_1(x) = \int_x^{+\infty} \frac{e^{-t}}{t} \mathrm{d}t \tag{6.19}$$

Ces expressions sont utiles et importantes, car dans le cas d'un schéma réactionnel à une seule étape, le MLR est directement défini par la température de l'échantillon. Ces solutions nous affranchissent de passer par la résolution d'un système linéaire d'équations différentielles.

Le travail réalisé sur le modèle de dégradation [R.I. 28] a également mis en avant une démonstration rigoureuse qu'un couple de paramètre A et E était unique pour un schéma réactionnel à une seule étape et d'ordre 1 (n = 1). En effet, nous avons démontré que connaissant l'intensité du pic de la vitesse de réaction MLR_{peak}, sa localisation en température T_{peak} et la masse du composant à cet instant $m\left(T_{\text{peak}}\right)$, on pouvait définir les constantes A et E par :

$$MLR_{\text{peak}} = (1-\nu)\, m\left(T_{\text{peak}}\right) \frac{E\beta}{RT_{\text{peak}}^2} \tag{6.20}$$

$$A = \frac{E\beta}{RT_{\text{peak}}^2} \exp\left(\frac{E}{RT_{\text{peak}}}\right) \tag{6.21}$$

Le coefficient ν est alors estimé en mesurant la masse des résidus restant après dégradation. Ces résultats avaient été en partie développés par Ozawa [3] (pour l'expression de A en fonction de E) grâce à une analyse expérimentale, mais sans jamais avoir été démontrés analytiquement.

Ensuite, à partir d'un schéma réactionnel à une seule étape, nous avons entrepris de réaliser une analyse de sensibilité globale sur les quatre paramètres du problème (A, E, n et ν). L'objectif de cette analyse est, compte tenu des domaines de variabilité propres à chaque variable, d'analyser quel est le paramètre qui a le plus d'influence sur la vitesse de perte de masse. Ce genre d'étude est important, car elle permet de donner des informations complémentaires pour les personnes qui tenteraient de rechercher "numériquement" par des algorithmes d'optimisation les meilleurs jeux de paramètres permettant de représenter au mieux les données expérimentales : Quel est le paramètre le plus difficile à estimer ? Sur quel domaine de température dois-je appliquer la technique d'optimisation pour être sur que l'algorithme d'identification soit efficace.

La méthode d'analyse de sensibilité globale s'appuie sur l'estimation des indices de Sobol [4] en réalisant une décomposition de la variance de la vitesse de perte en masse. Le travail consiste alors à réaliser des milliers de tests de dégradation thermique en choisissant aléatoirement (pour la technique dite de Monte Carlo) les paramètres au sein de leur domaine de variabilité. Pour cette étude, et compte tenu des différentes plages de variation que nous avions pu observer dans la littérature, les domaines de variabilité de nos différents paramètres sont donnés dans le Tableau 6.1.

Ainsi, pour ces différents couples de paramètres, les représentations du MLR en fonction de la température sont calculées à partir des relations analytiques précédemment développées. Au total, ce sont 10 000 tests sur des couples de paramètres différents qui ont été réalisés. L'association de ces différents résultats permet de tracer la variance du MLR en fonction de la température de l'échantillon comme le présente la Figure 6.20(a).

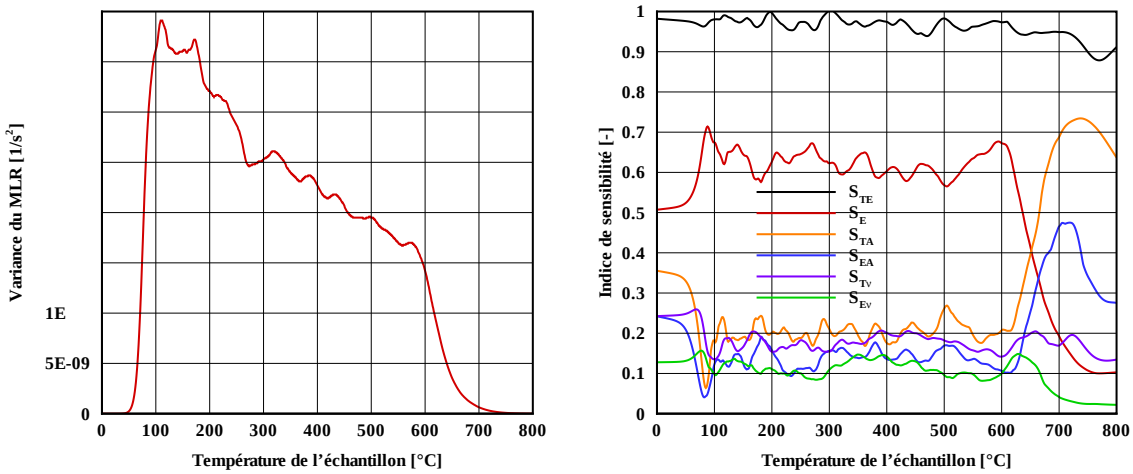
La Figure 6.20(a) démontre que, pour les domaines de variabilité définis au sein du Tableau 6.1, la variance du MLR est plus importante à basse température (entre 100 et 300°C) et qu'ensuite elle diminue en fonction de la température. De manière générale, la Figure 6.20(a) prouve que le maximum

3. T. Ozawa. A new method of analyzing thermogravimetric data. *Bulletin of the chemical society of Japan*, vol. 38, p 1881-1886, 1965.

4. I.M. Sobol. Sensitivity estimates for nonlinear mathematical models. *Math. Model. Comput.*, vol.1, p. 407-414, 1993.

Paramètre	A	E	n	ν
Domaine	$[10^6;\ 10^{13}]$	$[100;\ 260]$	$[0.5;\ 3]$	$[0.3;\ 0.9]$
Unités	s^{-1}	kJ/mol	-	-

TABLE 6.1 – Domaine de variabilité de chaque paramètre



(a) Variance calculée sur le MLR pour 10 000 expériences (b) Représentation des indices principaux de sensibilité

FIGURE 6.20 – Résultats de l'analyse de sensibilité globale appliquée sur un modèle de dégradation à une seule étape

d'informations à extraire (pour la recherche de paramètres par exemple) se trouve entre 100 et 600°C. Au-delà de ces bornes, il serait inutile de considérer ces températures pour un algorithme d'optimisation par exemple. En effet, à ces températures, le MLR ne produit pas de "variations significatives" pour que l'on soit en mesure de dissocier un effet imputable à l'une des 4 variables recherchées.

Ensuite, la seconde étape d'une analyse de sensibilité globale consiste à déterminer les indices de Sobol. Ce sont des valeurs entre 0 et 1 relatifs à l'effet sur la variance d'un seul paramètre ou d'un groupe de paramètres [5]. On distingue alors,

- l'indice de sensibilité du premier ordre, S_i où i peut être A, E, n, ou ν, qui quantifie la sensibilité de la sortie, le MLR, à la variable de d'entrée, notée ici i. C'est également la part de variance du MLR due à la variable i,
- l'indice de sensibilité d'ordre deux, S_{ij}, exprime la sensibilité de la variance du MLR à l'interaction des variables i et j,
- l'indice de sensibilité total, S_{Ti}, définit la sensibilité de la variance du MLR à l'ensemble des contributions de la variable i (influence seule ou de groupe).

Les détails de calcul de ces indices de sensibilité sont donnés dans [R.I. 28]. La Figure 6.20(b) donne les représentations des indices de sensibilité dont les effets moyens dépassent 5%. Ici, seuls S_E, S_{TE}, $S_{E\nu}$, S_{EA}, S_{TA} et $S_{T\nu}$ sont illustrés. La première observation qui peut être faite, c'est que ces indices sont "pratiquement" monotones quelle que soit la température de l'échantillon : mis à part peut être au-delà de 600°C mais c'est une zone dans laquelle la variance du MLR est très faible. Ce constat démontre qu'il n'y a pas une zone de température à privilégier pour focaliser la recherche de l'identification d'un paramètre. La seconde observation réside sur le rôle très important de l'énergie d'activation E. En effet, en dépit d'un domaine de variabilité restreint comparé au paramètre A, l'influence de E explique près de 60% (S_E) de la variabilité du MLR. De plus, près de 95% (S_{TE}) de la variation du MLR est imputable aux effets de E seul et de ses possibles interactions avec les autres paramètres. Ensuite, les deux indices les plus importants sont S_{TA} et $S_{T\nu}$ à 20% approximativement, qui bénéficient tous les deux des effets d'interaction avec la variable E (paramètre le plus important), puisque les deux indices suivants correspondent justement à S_{EA} et à $S_{E\nu}$.

Les conclusions de cette étude montrent que pour un schéma réactionnel à une seule étape, le travail d'identification des variables doit se focaliser sur un domaine en température allant de 100 à 600°C pour un schéma réactionnel à une seule étape. De plus, la recherche des indices de sensibilité tendent à démontrer que le paramètre E peut être identifié avec confiance compte tenu de son importance sur le calcul du MLR. Les paramètres A et ν sont également identifiables par effet d'interaction avec la variable E. Par contre, cette analyse peut mettre en garde sur les valeurs obtenues avec un algorithme d'identification sur les valeurs de n. Les effets de ce paramètre sur le MLR sont très faibles ce qui peut rendre son identification compliquée.

6.2.5 Bilan et perspectives sur l'étude de la dégradation thermique des matériaux

Les éléments de synthèse qui ont été présentés précédemment, ont mis en avant une partie de mon travail de recherche sur la thématique de la dégradation thermiques des matériaux. Ce travail a permis notamment de mieux cerner les mécanismes physiques qui s'établissent entre le transfert de chaleur, via le rayonnement thermique, et le processus de pyrolyse des matériaux solides.

De plus, ce travail a démontré qu'il serait possible de déterminer à la fois la température dite de pyrolyse mais également le flux de chaleur envoyé par une flamme s'établissant sur l'échantillon testé via une technique non intrusive d'imagerie infrarouge. Néanmoins, cette approche reste encore

5. J. Jacques, Pratique de l'analyse de sensibilité : comment évaluer l'impact des entrées aléatoires sur la sortie d'un modèle mathématique, Pub. Irma, Vol. 71, No. 3, Lille, 2011

à être éprouvée au travers de nouvelles campagnes d'essais afin de consolider les premiers résultats encourageants qui ont été obtenus.

En guise de perspectives portant sur l'étude de la dégradation thermique des matériaux, je souhaiterai analyser le problème de représentativité des résultats obtenus sur la dégradation thermique à très petite échelle, c'est-à-dire à l'échelle de l'Analyse ThermoGravimétrique (ATG). En effet, les phénomènes de dégradation sous ATG sont définis par des pics de productions gazeuses apparaissant à certaines températures. Néanmoins, l'analyse des résultats montre très clairement qu'il existe un problème de représentativité de ces résultats, car en fonction de la rampe de température ou en fonction de la masse initiale de l'échantillon, la position et l'intensité des pics de dégradation ne sont pas les mêmes. L'hypothèse selon laquelle, l'échantillon de quelques mg est considéré en thermiquement fin, ne semble pas être respectée. Ainsi, d'un point de vue thermique, je souhaiterai développer ce sujet afin d'analyser le domaine de validité de cette hypothèse principale.

Le second sujet que je souhaiterai développer en lien avec la dégradation thermique des matériaux porte sur la problématique de changement d'échelle des données expérimentales de dégradation. En effet, lors d'une reconstruction de sinistre, via des outils de simulations comme le logiciel Fire Dynamics Simulation (FDS), le problème de la connaissance du terme source de l'incendie est souvent posé : par exemple, quelle est l'évolution de la puissance au cours du temps d'un feu de matelas ? Bien que la dégradation thermique du polyuréthane est bien connue et parfaitement documentée, qu'en est-il de la puissance libérée par un feu s'établissant sur un matelas ? Des approches, comme les techniques CBUF, existent permettant de faire un lien entre des données expérimentales issues d'un cône calorimètre et la puissance réelle libérée par un incendie réel mais les résultats qu'elles fournissent ne sont pas suffisantes. De manière globale, ces approches sous-estiment la puissance réelle du foyer. Je souhaiterai reprendre l'approche CBUF et y associer une partie dédiée au rayonnement thermique : cette combinaison permettrait d'affiner le modèle de propagation déjà présent dans l'approche CBUF de base afin de moduler la dynamique de développement de l'incendie.

International Journal of Thermal Sciences 77 (2014) 223–232

Contents lists available at ScienceDirect

International Journal of Thermal Sciences

journal homepage: www.elsevier.com/locate/ijts

Radiation emission from a heating coil or a halogen lamp on a semitransparent sample

P. Boulet [a,*], G. Parent [a], Z. Acem [a], A. Collin [a], M. Försth [b], N. Bal [c], G. Rein [c], J. Torero [c]

[a] LEMTA, Université de Lorraine, CNRS, 54518 Vandoeuvre Les Nancy, France
[b] SP Technical Research Institute of Sweden, Fire Technology, Sweden
[c] BRE Centre for Fire Safety Engineering, University of Edinburgh, UK

ARTICLE INFO

Article history:
Received 21 February 2013
Received in revised form
20 September 2013
Accepted 12 November 2013
Available online 15 December 2013

Keywords:
Radiative properties
Emission
Absorption
Pyrolysis
Cone Calorimeter
FPA lamp

ABSTRACT

The radiation emission of the heating coil of a Cone Calorimeter and the one of the halogen lamp of a Fire Propagation Apparatus have been studied experimentally for varying power settings. These are two standard apparatuses used for fire calorimetry. The objective is to characterize and compare the radiative flux spectrum received by a fuel sample during pyrolysis experiments. The deviation from the standard assumption of black or gray emission is discussed. It is observed that the emission of the heating coil can be approximated well to an ideal blackbody, especially in the infrared range. On the contrary, the halogen lamp emission is more complex, non gray, with an important contribution in the visible and in the near infrared ranges. The flux received by a sample exposed to these emitters is predicted using ray tracing simulations. This shows that the irradiation flux and spectrum from the cone can be accurately calculated if the coil temperature is known. The non Lambertian irradiation flux from the lamp is modeled with a combination of diffuse and collimated intensities, representing the direct emission from the lamp itself and the reflection by the mirror at the rear side. For both emitters, the irradiation is confirmed to be approximately uniform over the surface of a sample 5 cm large (maximum deviation of ±2% on the incident flux). The uniformity decreases for larger samples, but the ratio of the flux at the center to average flux is still 1.04 for standard 10 cm × 10 cm samples under the cone. For illustration purposes, the influence of the spectral characteristics of the emitter is studied in the case of a sample of PMMA, a non gray translucent medium. Using recently published measurements of PMMA absorptivity, the absorbed flux by a 3 cm thick sample is predicted. In the case of an incident flux of 20 kW/m^2, the calculated average absorptivity of the sample is 0.91 under the cone, while it is 0.32 under the FPA lamp. These calculations involve absorption data of a virgin sample at room temperature and consequently the numerical results only hold for the initial instants of irradiation. However, the very large differences in radiative behavior show that important discrepancies in the pyrolysis behavior are expected between the two emitters. This might have consequences for fire testing and inter comparisons of flammability results worth further investigation.

© 2013 Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

1. Introduction

Pyrolysis and ignition characterization of fuels are key problems in fire sciences, aimed at providing source terms for the propagation studies. Experimental studies on that point have been conducted for decades on every types of possible fuels. Most of them involve a high heat irradiation on a sample, making the radiative transfer of primary interest for the understanding of the degradation process. As a logical consequence, the type of emitter has been long identified as possibly influencing the determination of pyrolysis and ignition parameters. It is for example recalled in the SFPE Handbook of Fire Protection Engineering [1] that there is a difference between the near gray continuous emission from panels or heaters in the range 700–1000 °C and high temperature lamps with so-called radiative temperature of 2200–3000 °C. The spectral distributions of the corresponding emissions are known to be different with possible consequences for the study of the material degradation when submitted to the incident radiation. Despite this observation, few studies involve a preliminary spectral characterization of the emission source. A blackbody or a gray-body behavior are generally assumed for the radiation source and the received heat flux is evaluated from a heat flux gauge which accounts for

* Corresponding author. Tel.: +33 383 684 686.
E-mail address: pascal.boulet@lemta.uhp-nancy.fr (P. Boulet).

1290-0729/$ – see front matter © 2013 Elsevier Masson SAS. All rights reserved.
http://dx.doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2013.11.006

Nomenclature

F_{fl}	view factor between fluxmeter and lamp (−)
I_{bb_ν}	blackbody spectral intensity (W m^{-2} sr^{-1} cm)
I	total intensity (W m^{-2} sr^{-1})
I_ν	spectral intensity (W m^{-2} sr^{-1} cm)
S_f	fluxmeter surface (m^2)
S_l	lamp surface (m^2)
T	temperature (K)

Greek symbols

α	absorptivity (−)
β,	angle (rad)
ε_w	tungsten emissivity (−)
φ,	flux density (W m^{-2})
τ_q	quartz transmissivity (−)
Ω_0	solid angle of incidence (sr)

Subscripts, superscripts

col	collimated
dif	diffuse
lamp	lamp property
meas	measured property

List of abbreviations

CC	Cone Calorimeter
FPA	Fire Propagation Apparatus
PMMA	Poly-methyl-methacrylate

geometrical concerns but which evaluates the total heat flux with no spectral consideration. A complete review on degradation studies is not carried out here. Some selected papers are only discussed below, but recent contributions by Girods et al. [2] and Bal et al. [3] refer to successive studies which already demonstrated that the heater type, or the geometrical configuration (and consequently the view factor), or the sample surface properties, all affect the degradation results (see Hallman [4] who observed differences in the ignition delay time when using different heat sources, or Thomson and Drysale [5] who studied the influence of the heater-sample distance, among others). Försth and Roos [6] measured the spectral absorptivity of a panel of 62 different materials. By using Planck's averaging with various blackbody temperatures they showed that the absorptivity does not only depend on the material but also of the radiation source. It is because of this identified difficulty that the standards involving the FPA also clearly indicate that samples need to be coated with high emissivity inert paint to ensure the heat flux measured during the gage calibration will be the value absorbed by the sample surface. However some studies [7,8] showed that infrared radiation is not fully absorbed. In-depth absorption still occurs. Up to 65% of radiation could be transmitted by a standard carbon coating according to [7]. Moreover, despite the very small mean free path of radiation through some materials, important transmission still occurs through very fine samples. Finally, the coating alters the true behavior of the material and a knowledge of its properties is still of interest. In particular, even after surface absorption, radiative transfer inside the sample through absorption/emission processes still requires the knowledge of material properties. The present work is consequently focused on the characterization of the spectral emission by two usual devices and on the absorption properties of a typical semi-transparent sample, in order to evaluate the absorbed flux in various conditions. The study is carried out on the raw sample and provides results for the first instants of the irradiation, with a fine evaluation of spectral effects in particular.

Two of the most widely used heaters for benchscale tests are the Cone Calorimeter and the Fire Propagation Apparatus lamps [9,10]. The cone is based on a helicoidal coil which simply emits like an electric heater and has a truncated cone shape. The FPA lamp is made of several tubular quartz bulbs each holding a high temperature tungsten filament, located in parallel in a parallelepipedic box. At the rear of the box a mirror-like surface reflects the radiation toward the forward hemisphere. A quartz window closes the box on the front face, allowing to transmit the radiation emitted by the bulbs. This provides a complex emission pattern schematically coming from a rectangular surface, but due to the tungsten filaments and modified by reflection and transmission processes.

Although the FPA exhibits a complex and non fire-like emission spectrum it has other advantages. For example the combustion gases never come into contact with the heat source in the FPA, whereas they do in the Cone Calorimeter. The flow conditions in the FPA are also more quiescent and better controlled than in the Cone Calorimeter. Considering their respective advantages, both methods are used in studies devoted to material characterization.

In the present work, the emissions provided by each source were characterized, in order to compare their emission distribution (in terms of direction and wavelength) and to discuss the consequence for a given sample of using one or the other emitter. Bal et al. [3] already demonstrated on a particular case (fixed power supply for each emitter) how the spectral distributions may be different. Reference [3] presents total transmissivity measurements through PMMA samples obtained using a heat flux gauge and considers spectral properties for a qualitative analysis which reveals the complexity of the spectral analysis. Average properties were sought but one of the conclusions is the necessity of undertaking a fine spectral description. This was indeed the basis of the present paper. In the present work the emission study is extended to various power supplies for both apparatuses, characterizing the cone and the lamp emission for a wide range of provided heat fluxes. It starts with the complete characterization of the radiative sources for several set points, also explaining how they can be modeled. Then it addresses radiative transfer simulation through a Monte Carlo model for a fine spectral directional study. A deeper knowledge of the spectral emission is provided, with information given on how it varies for several characteristic source temperature in particular. The experimental method uses a setup previously involved in Boulet et al. [11] where the heating coil of a first Cone Calorimeter was observed to behave close to a blackbody. One important strength of the setup is that it provides spectral data instead of a unique total flux that may hide strong variations as a function of the wavelength. Studies have been conducted here on the spectral characterization of the emission by the heating coil of a Cone Calorimeter for three different heat flux set points on the one hand, on the characterization of a FPA lamp under six different power supplies on the other hand. As above stated, the absorptivity of the studied sample governs in a complex manner the absorbed flux, especially in the case of a non gray absorbing sample. This is illustrated in the present work by considering the particular case of a 3 cm thick clear PMMA (poly-methyl-methacrylate) sample, which spectral absorptivity has been measured. PMMA is involved in numerous studies devoted to thermal degradation and has become a standard sample. It is a good candidate for the present purpose since it is semi transparent with strong variations of its spectral absorptivity. In the present paper the absorbed fluxes will be compared when irradiation comes from the cone or the FPA lamp. Results only hold for the first instants of the irradiation because PMMA is known to be quickly altered with a modification of the surface emissivity and with the appearance of bubbles

expected to change the medium absorption and to generate scattering effects. This is beyond the scope of the present work, which is focused on spectral considerations at this stage. Beside these direct observations, a quantitative study was missing for setting the possible discrepancies in the flux density received by a sample, not only regarding the spectral variations but also the spatial variations on the sample surface. A numerical prediction by a ray tracing method has been conducted using the experimental data as input parameters and fulfilling the geometrical characteristics of the two devices. A Cone Calorimeter (ISO 5660 standard) and a lamp of a Fire Propagation Apparatus (FPA) are successively considered in a case studied at the University of Edinburgh, where a given sample type is irradiated by the same flux of 20 kW/m^2 (checked by performing dedicated measurements with a fluxmeter). Comparisons are carried out on what is actually received by the sample.

In the following sections, the experimentations on emission are first reported (Section 2). Then the predictions of the flux received by the sample and absorbed by it are presented and discussed, for irradiation by the cone and the FPA lamp (Section 3).

2. Experimental study of the emitter: FPA lamp vs cone emission

2.1. Characterization of a FPA lamp

The experimental method is the following: the emission by the source is first measured in arbitrary units using a spectrometer (VERTEX 80V type by Bruker) in complementary ranges from visible to near and middle infrared, adapting the detectors and the beamsplitters used by the spectrometer as a function of the wavelength range of interest (the whole spectrum is split in several subranges requiring successive measurements). A reference measurement is done with a high temperature blackbody (Mikron M330 EU, with set temperature for the calibration equal to 1500 °C) which provides calibration data. Then the spectra are calculated in the subranges and finally merged as to provide a single spectral emission possibly from 450 up to 20,000 cm^{-1} in the present study (or from 500 nm up to 22 μm). Outside that range the detectivity of the used devices starts to be too low for an accurate characterization. Actually, considering the temperature of the blackbody used for the calibration, results should be taken with less confidence above 15,000 cm^{-1} (below 667 nm) as the reference signal provided by the blackbody obviously becomes too weak for a good calibration above that wavenumber. This is not a problem here since the emission is already weak at 667 nm as it will be confirmed below. For the 450 to 15,000 cm^{-1} range the linearity of the detectors has been checked and is used directly. The merging process is based on averages performed on a sufficiently large common range between two successive subranges. The combinations of detector and beamsplitter used with the spectrometer are the followings: DTGS detector and Ge-KBr beamsplitter in the range 450–6000 cm^{-1}, DTGS detector and CaF_2 beamsplitter in the range 3000–11000 cm^{-1} and finally silicon detector and CaF_2 beamsplitter in the range 9000–20000 cm^{-1}

Fig. 1 presents the measurement principle for the characterization of the sources. The setup allows to study successively the emission by the lamp and the cone. The distance between the spectrometer and the lamp is 16 cm (kept constant for all tests and corresponding to the sample-to-emitter distance used when studying the sample degradation in a companion work [3]). The cone can be also located at various distances from the spectrometer. For the reference measurement, the inlet of the blackbody cavity is placed just in front of the spectrometer, such that the " inside " of the high temperature blackbody is observed for an homogeneous and accurate reference.

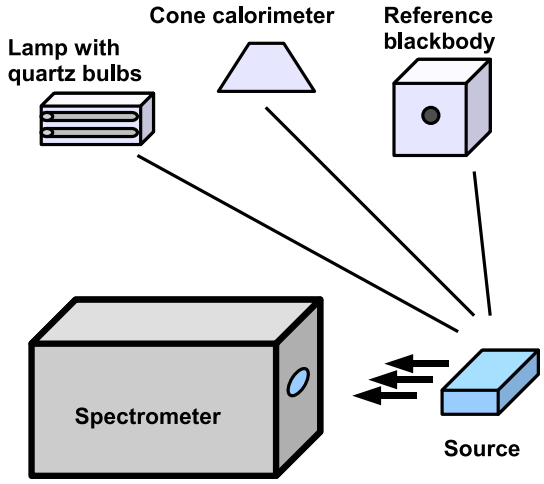


Fig. 1. Sketch of the measurement principle.

The diaphragm aperture is 2 or 3 mm depending on the wavelength range (for a correct signal acquisition with sufficient signal over noise level and without saturation). The focal length is 100 mm and the collecting mirror has a radius of 20 mm, such that the observed beam is in a cone with angle 11°. As the lamp is located 16 cm from the spectrometer, a surface corresponding to a disk with diameter around 6 cm is observed on the lamp surface (which provides a representative surface of the emitter and prevents from a measurement possibly focused on a gap between two bulbs of the lamp if the observed surface is too small). Results below can be considered as a relevant average information for the lamp surface.

As stated in the introduction, the FPA lamp is a tungsten lamp heater made of tubular quartz bulbs placed in a rectangular box with a mirror at the rear side and a quartz window at the front side. This is a 5208-05 model by Hi-TempIR, which is supposed to provide 3 kW under rated voltage of 120 V. The complete device is plugged and cooled (with air and water as prescribed according to the manufacturer recommendations) in conditions of normal use for the characterization of a given material. Acquisitions are done for given electrical supplies (voltage from 60 V up to 135 V) in a direction perpendicular to the glass window. Note that the 5208 lamps are no longer in operation or supported by the manufacturer, but they were available for the present collaboration, providing an opportunity to study the spectral and directional behavior of this type of emitter.

Measurements are post-processed for a conversion of signals in arbitrary units into spectral intensity data. Two spectra are registered for each power supply in order to check any repeatability problem. The successive combinations of detectors and beamsplitters ensure a very good signal over noise ratio, at least below 15,000 cm^{-1} as stated above. Each spectrum is the result of 10 or 20 scans (depending on the wavelength range). The uncertainty can be hardly evaluated, but was estimated below 5% owing to supplementary repeatability tests carried out on the particular study detailed in Ref. [3]). Characteristic results are presented in Fig. 2.

Spectra provided by the lamp are shown for definite electrical supplies with voltages from 60 up to 135 V, as a function of the wavenumber (bottom scale on the horizontal axis) or the wavelength (upper scale). They are also referred to with the equivalent temperature of the lamp, taken from Table 1. Its evaluation will be detailed below. This is the temperature of a surface which would emit the same intensity, taking into account the equivalent emissivity of the whole lamp. Regarding the experimental curves, main comments are the followings:

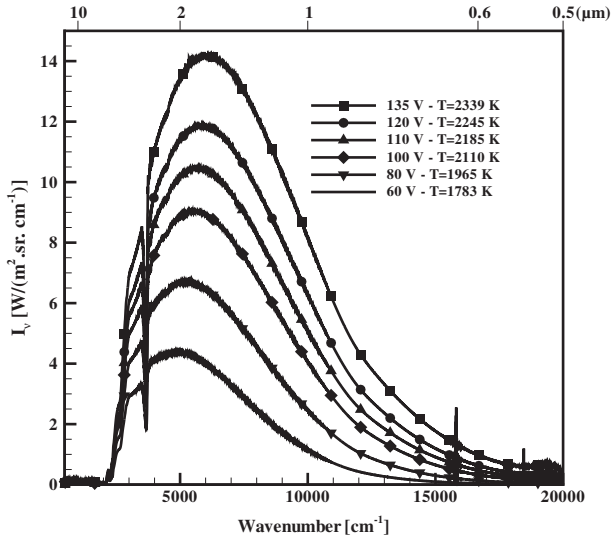


Fig. 2. Spectral radiance provided by the FPA lamp under various voltages. Equivalent temperature of the lamp regarding the radiation emission is indicated according to Table 1.

- the radiance is of course increasing with the voltage,
- a strong intensity is observed in the near infrared due to the tungsten filament emission, still significant in the visible,
- due to the quartz window of the lamp, emission falls to zero near 2300 cm^{-1} (4.3 μm)

There is one last singularity around 3700 cm^{-1}which is also an absorption band due to the quartz window, but it should not occur if an infrared grade quartz window was used (which is the case for a new lamp). In any case, this singularity does not really modify the whole radiation emission when integrated over the whole spectrum. It must be pointed out that the curves presented in Fig. 2 cannot be approximated by any blackbody curve (a blackbody with a maximum intensity in such a high wavenumber range would exhibit a considerably higher emission level, by an order of magnitude). Moreover no simple reduction by a constant emissivity can decrease the emission level and yield the actual shape of the FPA lamp emission curves in the complete wavenumber range. A varying emissivity, decreasing with the wavenumber would be required. The emission cannot be considered as the one of a gray emitter and no simple law can describe the true emission of the lamp.

A qualitative analysis can be done in order to understand the shape of the spectral intensity, simply considering that the emission comes above all from the tungsten filament, but also that it is altered by crossing two quartz-like windows. Despite a lack of accurate data for the tungsten emissivity (ε_w) and windows transmissivity (τ_q) corresponding to the present case, let us assume that these properties are close to those given in Tables 2 and 3. Then the intensity of the lamp can be written

$$I_\nu = \varepsilon_w \tau_q^2 I_{bb_\nu}(T) \quad (1)$$

where $I_{bb_\nu}(T)$ is the blackbody intensity at temperature T [14].

Table 1
Equivalent temperature of the emitter as a function of the supply voltage.

Supply voltage	135 V	120 V	110 V	100 V	80 V	60 V
Equ. Temperature	2339 K	2245 K	2185 K	2110 K	1965 K	1783 K

Table 2
Simplified evolution of tungsten emissivity close to 2300 K used in Equation (1) (from Ref. [12]).

Wavenumber (cm^{-1})	1000	2500	5000	12500	25000	50000
Tungsten emissivity	0.10	0.15	0.23	0.41	0.45	0.45

We consider the case of the FPA lamp under 135 V, using the indicated characteristic value of 2339 K for T in Table 1. Fig. 3 presents the experimental data (continuous line) compared to the rough modeling obtained with the above equations using the data of Tables 2 and 3 (dashed line). As can be seen, the agreement is quite good and the spectral evolution of the lamp emission can be explained, despite the fact that no optimization of the input data has been sought.

When searching for characteristics which best represent the lamp emission, the problem lies on the uncertainty regarding the different surface properties. Hence, for avoiding such inaccuracy, another analysis can be suggested, considering the properties taken at 12500 cm^{-1}. Following [15], the emissivity of tungsten varies linearly with temperature in the range of interest here (in K), such that $\varepsilon_w = 1.40\times10^{-5}T + 0.388$. In addition, the value 0.92 is used at this wavenumber for the quartz window transmissivity. Then, for each emission curve, the temperature that best fits the intensity at this particular wavenumber is sought using Equation (1). Results are those presented in Table 1. This provides the equivalent temperature of the lamp for each supply voltage. Finally, by dividing the experimental intensity by the blackbody intensity at this equivalent temperature, one obtains the emissivity of the lamp (ε_{lamp}). The results are presented in Table 4, where the emissivities are given for the cases of the 100 and 135 V voltage supply (equivalent temperature T_{lamp} = 2110 and 2339 K respectively). Note that present values are slightly different from those given by the manufacturer. This can be due to different parameters involved for quartz properties or tungsten emissivity. Present values provide the correct spectral evolution (which was the goal of the analysis), but slightly different set of parameters could also be possible. The case corresponding to 135 V is widely used in the next section (the other supply is only provided for comparison). By using this emissivity table and the reference temperature 2339 K simply in the relation $I_\nu = \varepsilon_{lamp} \cdot I_{bb_\nu}(T_{lamp})$, one obtains the results presented with symbols in Fig. 3, which are superimposed to the experimental curve. This perfect agreement between data and the model was expected since the emissivity has been determined in order to fulfill the emission curve. This is done here in order to show that a representation of the lamp emission can be done on the basis of a reference temperature and a table for the emissivity. Regarding the emissivity evolution, there is an increase in ε_{lamp} with wavenumber (a decrease with wavelength), as an expected consequence of the tungsten properties [12]. The variation with temperature is limited to a few percent decrease for the lowest temperature. Such data could be used for the lamp emission modeling through a band model with confidence, contrary to black or gray assumptions.

2.2. Emission properties of the heating coil of the Cone Calorimeter

A Cone Calorimeter with the following dimensions is now considered: larger diameter of the coil equal to 19 cm, smallest diameter 5.5 cm, height 8 cm. The basics of the measurement are kept identical: a comparison between measurements with the reference blackbody and data acquired observing the heating coil of the Cone Calorimeter. However, a complementary analysis has been also performed with an IR camera as in Ref. [11] (which was not relevant for the FPA lamp characterization as most of its emission was outside the sensitivity range of the camera). For the

Table 3
Simplified evolution of quartz window transmissivity used in Equation (1) (from Ref. [13]).

Wavenumber (cm^{-1})	1000	2780	2860	3333	3700	4000	38460	50000
Quartz window transmissivity	0	0	0.7	0.7	0.05	0.9	0.9	0

spectrometer, the only interesting range for data processing is between 450 and 6000 cm^{-1} (1.6 and 22 μm) as intensities outside that range become negligible. The processing is consequently easier than for the FPA lamps as no merging between spectra is required with our apparatus. The same spectrometer is used, with a single subrange for the measurement (detector DTGS – beamsplitter Ge-KBr).

A distance of 20 cm is chosen between emitter and measurement device. Here again, neither sensitivity nor repeatability problems have been observed owing to the high signal level and the easy use of the device. Experiments have been done for three set points of heat fluxes : 10, 20 and 30 kW/m^2 (as measured for a standard calibration with this device, using a fluxmeter located at 2.5 cm from the basis of the cone). These values correspond to a temperature of the reference thermocouple of the cone at 723, 858 and 933 K respectively, according to the experience of the authors.

Fig. 4 presents the intensity deduced from the data acquisition as a function of the wavenumber in the range of interest. Planck's curves for blackbodies which best fit the three experimental curves are also provided. It is obvious that the heating coil of the Cone Calorimeter behaves like a blackbody. The true curves present some weak fluctuations in definite bands that are due to atmospheric absorption by H_2O (around 1500 and 3800 cm^{-1}) and CO_2 (around 2300 cm^{-1}), but the true emission is definitely well described by a blackbody curve. What is also important is that the temperatures which yield the best fit between experimental results and Planck's curves are very close to the set points of the cone: 720 instead of 723 K, 860 instead of 858 K and 942 instead of 933 K, for irradiances 10 kW/m^2, 20 kW/m^2, and 30 kW/m^2, respectively. Again this indicates that the emissivity of the cone is close to 1.

IR images are similar to those presented in Ref. [11] and are not repeated here. Their analysis provide temperature results in agreement with what has been obtained with the spectrometer in the area observed by this apparatus. However, the IR camera provides images of the whole cone and some variations of the temperature are observed on the cone surface. There are of course some boundary effects and the inner and outer coils are colder than the central one with a discrepancy reaching almost 200 K. The possible consequence of such temperature heterogeneity will be discussed in the next section below.

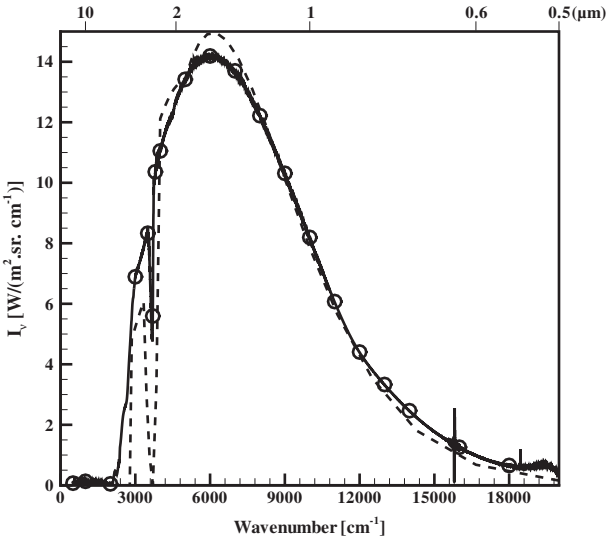


Fig. 3. Spectral emission of the FPA lamp (case of 135 V supply, equivalent temperature of the lamp 2339 K). Experimental data (continuous curve), simplified model (dashed line) and fit based on the lamp emissivity taken from Table 4 and equivalent temperature 2339 K (symbols).

3. Received and absorbed fluxes for a sample irradiated by the cone or the FPA lamp

Simulations have been carried out with a ray tracing method mimicking two situations studied at the University of Edinburgh [3] concerning a sample degradation when submitted to the Cone Calorimeter and to a single FPA lamp. Whatever the considered emitter, a huge number of rays are tracked from the emitter surface toward the sample, the flux received by the sample is then computed. The absorbed flux can be finally deduced taking into account available properties for the spectral absorptivity of the sample.

The ray tracing method used in this study is based on a forward Monte Carlo method [16]. This method consists in following a huge number of quanta through a participating media in registering the successive paths in modeling the emission, absorption and scattering phenomena. In the present case, as the ambient air is supposed to be transparent, rays only propagate without interactions, emitted from the Cone Calorimeter or from the FPA lamp. The obtained numerical results approximate the exact solution of the radiative transfer problem with a statistical error depending on the total number of tracked quanta. This technique has been already presented, validated and used in various fire related problems and details can be found in Refs. [16–18].

The geometrical conditions are taken from experiments done with a real cone and a lamp, with sample location defined such that the incident flux seen by the sample was found to be the same after measurement by a fluxmeter (20 kW/m^2) [3]. Regarding the results presented in the previous section, this corresponds to the set point at 858 K for the cone with a sample at a distance of 2.5 cm and to a voltage supply of 135 V for the lamp with a sample at a distance of 16 cm. The emitters are simulated as illustrated by Fig. 5.

- The emitting part of the cone is simulated as the combination of ten tores (the exact helicoidal form is replaced by an association of tores for computational reasons) as illustrated in Fig. 5a. The largest tore has a mean diameter of 19 cm, the smallest one 5.5 cm and the height of the device is 8 cm. These are approximate dimensions close to the real device geometry. Neighboring tores are separated by a small gap of 1 mm. Rays are emitted from the surface of each tore in all directions and the part received at the sample surface is registered. The tracking of emitted rays which are directed toward another tore is aborted since these rays are considered absorbed (because the cone is assumed to be black). The occurrence of such event can be checked analytically involving the intersection between a path line and a tore (more easily than what would be done between a path line and a helicoidal surface).

Table 4
Emissivity of the lamp (ε_{lamp}) under supply 100 and 135 V, considering lamp equivalent temperatures of 2110 and 2339 K, respectively.

Wavenumber (cm^{-1})	500	1000	2000	3000	3500	3700	3800	4000	5000
ε_{lamp} (supply 135 V, T= 2339 K)	0.02	0.01	0.00	0.12	0.13	0.08	0.15	0.16	0.19
ε_{lamp} (supply 100 V, T= 2110 K)	0.03	0.01	0.00	0.10	0.11	0.01	0.13	0.14	0.17

6000	7000	8000	9000	10000	11000	12000	13000	14000	15000
0.22	0.25	0.28	0.31	0.34	0.35	0.36	0.40	0.44	0.48
0.20	0.23	0.26	0.29	0.31	0.33	0.34	0.38	0.41	0.45

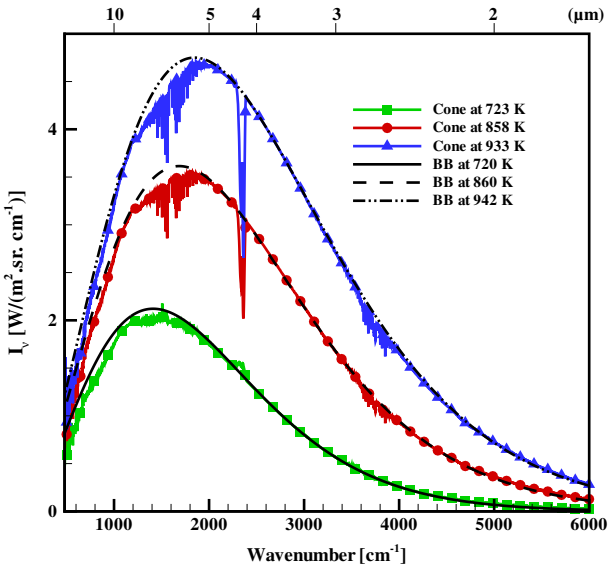


Fig. 4. Intensity emitted by the cone for three characteristic powers.

- The FPA lamp irradiation is simulated as coming from a rectangular emission surface with dimensions 7.2 × 20.3 cm^2 parallel to the sample (Fig. 5b). The lamp surface is supposed to behave like the complete lamp, involving all the identified phenomena of emission by the filament, transmission by the windows and reflection by the mirror at the rear face, if the measured spectral emission presented in Fig. 2 is accounted for.

All simulations have been conducted considering the tracking of 10^9 quanta per square meter of emission surface, which has been demonstrated to be sufficient for good convergence of the predicted irradiance in a sensitivity analysis.

3.1. Flux incident on the sample when using the cone

For the cone, all the data are known prior to the ray tracing process: the geometry is set, the surface is assumed to be black, the temperature of the coil can be deduced from the set point as a first approximation, or in a more accurate manner from the IR images. Consequently, a verification of the flux received at the sample center can be done checking that the simulation predicts a flux density equal to 20 kW/m^2 at the sample center 2.5 cm below the cone. Moreover, comparisons can be conducted with results obtained with some simplified simulations. This is illustrated by Fig. 6. Different results are presented for: (i) the flux received by the sample for the most accurate description (ten tores with mean temperature evaluated for each tore from the experimental data provided by the IR camera, as presented in Table 5); (ii) same geometry but with constant temperature (858 K, the set point given by the thermocouple); (iii) simplified geometry involving a truncated cone at constant temperature (still 858 K) with small diameter equal to 5.5 cm, large diameter equal to 19 cm and height equal to 8 cm; (iv) same simplified geometry but using a better temperature description with average temperatures on ten bands corresponding to the projected areas of the ten tores studied in case (i). The idea is to show how the simulation can be improved by describing the true geometry, then by introducing the real temperature distribution.

Considering the azimuthal symmetry in the problem, results are presented in terms of the flux computed on a radius defined from the center of the sample (on the axis of the cone). The flux is the highest and quite constant near the center, with an homogeneity in the irradiation which fulfills the requirement of ±2% for a sample

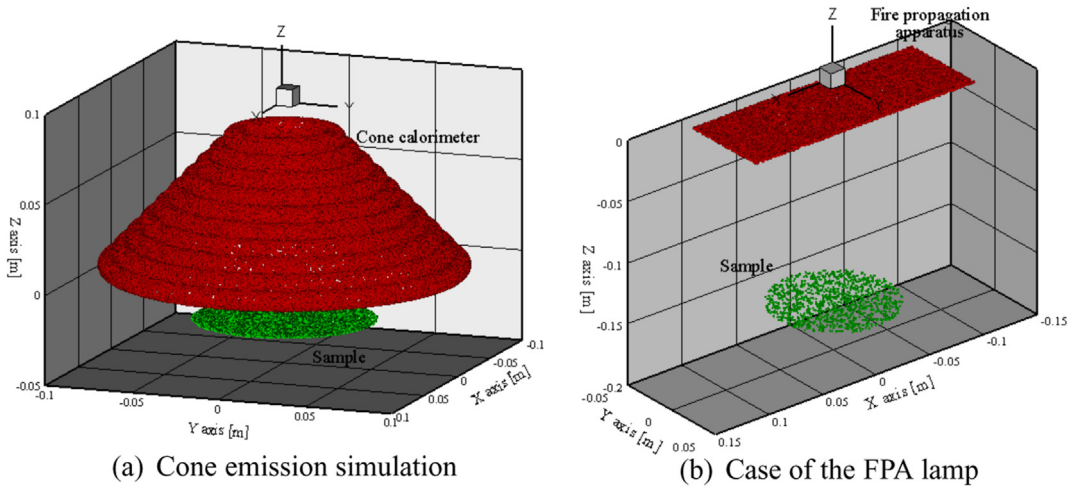


Fig. 5. Schematic view of both devices, simulated in a situation expected to yield a flux density of 20 kW/m^2 on the sample center (a) Cone emission simulation (b) Case of the FPA lamp.

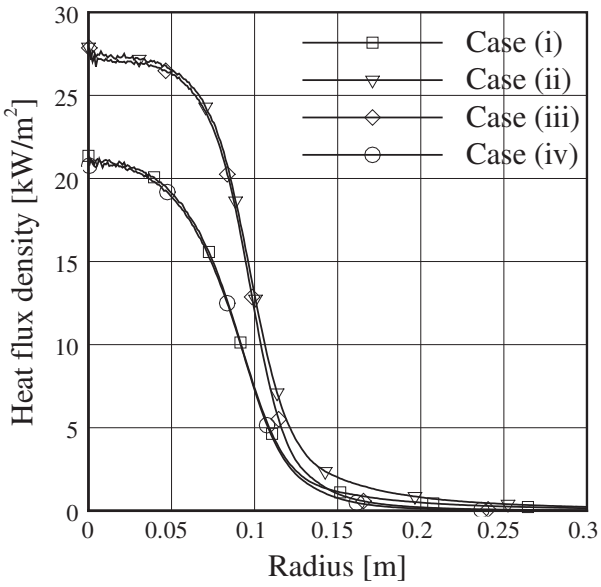


Fig. 6. Local flux density received by the sample under the cone as a function of the distance on a radius from the sample center. Case (i) accurate geometry representing the coil with accurate temperature distribution from Table 5; Case (ii) coil with constant temperature at 858 K (the set point for temperature); (iii) simplified geometry as a conical shape with constant 858 K temperature; (iv) same geometry as (iii) with fine temperature distribution.

with radius below 2.5 cm (as stated in the ISO 5660-1 requirement). However, the sample is not exactly uniformly irradiated over its full surface, as it is commonly assumed in usual pyrolysis models. For standard 10 cm × 10 cm samples the ratio of the flux at the center to average flux is 1.04 for cases (i) and (iv) which are the most accurate representations of the cone. This is in the range of uniformity required according to [1]: 1.00 to 1.06. As can be seen when considering the value near the center, the most accurate description yields a received flux equal to 21 kW/m^2 (instead of 20 kW/m^2 as measured by the flux gauge), which is really satisfactory considering possible uncertainties related to convective effects and other error sources. However, if the temperature is not well depicted in the simulation, predictions may be really less accurate. When considering a mean temperature equal to the set point given by the thermocouple, the overprediction of the flux received at the center is obvious, reaching 30%. On the contrary, the simplification in the geometry (considering a cone with smooth surface instead of the coil) does not infer a strong uncertainty. The predicted flux remains very close to the reference value obtained with the finest geometry.

3.2. Flux incident on the sample when using the FPA lamp

The case of the FPA lamp is now considered, with the geometry depicted by Fig. 5b. The problem with the FPA lamp lies on the fact that the emission is not of Lambertian type. This is evidenced when the total intensity measured with the spectrometer perpendicular to the lamp (which has been found to be 110 kW/(m^2 sr) after integration on the whole wavelength range) is used as a constant intensity whatever the emission point and the emission direction. The flux density is strongly overestimated at the sample center 16 cm from the lamp surface, reaching a value up to 49 kW/m^2 instead of the expected 20 kW/m^2. The difficulty is that the intensity distribution cannot be determined easily. An experimental characterization is beyond the scope of the present work, which only considered normal emission. Moreover, no arbitrary mathematical shape can be introduced with confidence for the intensity distribution. We therefore applied a technique used in radiative transfer problems when an important collimated contribution is considered [14]. The intensity is split into two parts : a collimated part I_{col} and a diffuse one I_{dif}. In the present case, I_{col} corresponds to the intensity sent near the perpendicular direction, mainly due to the reflection of radiation on the mirror surface at the rear of the lamp. This is clearly a non Lambertian emission, highly forward oriented. An indication on its value in the limited angular sector close to the normal to the emission surface can be deduced from the spectrometer measurement. Its contribution is assumed to be zero aside this angular sector. I_{dif} is the remaining intensity, sent in the forward hemisphere by direct emission from the lamp, assumed to be of Lambertian type. Fig. 7 gives a schematic view of the underlying idea which is depicted with the present partition of the intensity. The total intensity is $I = I_{col} + I_{dif}$.

Considering the measurements that have been done on the FPA lamp emission, two conditions are required on the intensity. First of all I must correspond to what has been measured with the spectrometer close to the normal direction to the lamp (I_{meas} = 110 kW/(m^2 sr)). Secondly the integration of the total intensity has to provide a flux density of φ_{meas} = 20 kW/m^2 on a vertical axis centered on the lamp, 16 cm below the lamp surface, as it has been measured with a heat flux gauge in Ref. [3]. This can be expressed as follows

$$I_{meas} = I_{col} + I_{dif} \quad \text{along the normal to the surface} \tag{2}$$

$$\varphi_{meas} = \varphi_{col} + F_{fl}\pi I_{dif} \tag{3}$$

The first term of relation (3) on the right hand side is the collimated flux density approximated by the collimated irradiation which was received by the spectrometer: $\varphi_{col} = \int_{\Omega_0} I_{col}\cos\beta d\Omega \approx I_{col}\int_{\Omega_0}\cos\beta d\Omega$, where Ω_0 is the solid angle of incidence (which was a conical sector with angle 11°) and β is the angle between radiation and the normal to the fluxmeter surface.

The second term assumes a diffuse emission from the lamp toward the fluxmeter, where F_{fl} is the view factor corresponding to the part of the flux sent by a square surface of 1 cm^2 (approximately the fluxmeter) toward a parallel rectangular surface corresponding to the lamp, centered at a distance of 16 cm. As the emission from the lamp is considered, the reciprocal view factor F_{lf} is first used, but relation (3) makes use of the reciprocity principle $F_{fl} = S_l F_{lf}/S_f$ where S_f, S_l stand for the fluxmeter surface and the lamp surface respectively.

To sum up, the numerical system that has to be solved in order to obtained I_{col} and I_{dif} fulfilling the requirement of φ_{meas} = 20 kW/m^2 and I_{meas} = 110 kW/(m^2 sr) is:

$$\begin{cases} I_{col} + I_{dif} = I_{meas} \\ I_{col}\displaystyle\int_{\Omega_0}\cos\beta d\Omega + I_{dif}F_{fl}\pi = \varphi_{meas} \end{cases} \tag{4}$$

Considering the view factor F_{fl} = 0.14 computed from Ref. [19] for the corresponding geometrical conditions (lamp surface approximated as a 7.2 × 20.3 cm^2 rectangle, sensor approximated as a 1 cm^2 surface and distance between surfaces equal to 16 cm), the solutions for I_{dif} and φ_{col} are: I_{dif} = 40.5 kW/(m^2 sr) and φ_{col} = 2 kW/m^2.

In order to validate these values which have been determined for the particular case of a flux measured at 16 cm from the emitter, comparisons are done between available data measured at the University of Edinburgh with the fluxmeter located at various distances from the lamp, still on the same vertical axis, and the model prediction involving relation (3) with the above values for φ_{col} and

Table 5
Mean temperature of each tore in the most accurate description of the cone, tore 1 corresponds to the largest diameter of the coil, tore 10 to the smallest.

Tore number	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Mean temperature (K)	660	711	761	802	832	852	856	846	801	731

I_{dif}. The view factor is computed for each distance between the lamp and the sensor following [19] and the flux received by the sensor is compared to the measurements. The flux is expected to decrease with distance from the emitter in a complex manner due to the evolution of the respective roles of diffuse and collimated parts in the whole heat flux. Fig. 8 indicates an excellent agreement between the experimental data and the model. As the respective contributions of the above-referred collimated and diffuse parts are varying with the distance, such agreement confirms that the method of splitting the intensity is valid and that present values for φ_{col} and I_{dif} provide a good description of the true intensity distribution. The agreement remains particularly good at the distance around 16 cm which is of interest in the present study.

This intensity distribution is now used for predicting the flux received by the sample with the ray tracing method. Fig. 9 presents the flux density from the sample center on two lines according to the largest axis of the lamp and the smallest one. The value of 20 kW/m^2 is accurately predicted near the center as expected since the split into two contributions includes this requirement. The evolution of the flux is similar to what has been observed with the cone: a maximum irradiance followed by a decrease when shifting from the sample center. The strong decrease in the flux near 4 cm on the *Y*-axis and near 10 cm on the *X*-axis correspond to the end of the area where the collimated contribution (which is strictly forward oriented) can be received. Finally there is an asymmetry when considering the difference in the fluxes on the two axes which is logical owing to the rectangular form of the lamp. It must be precised that a complete FPA device involves four lamps combined with definite orientations. Hence, the combination of these four lamps may lead to a better homogeneity of the incident flux on a larger area than what is observed in Fig. 9. The above comments hold for a single lamp and the present comparisons, but the characteristics cannot be directly extended to a complete FPA without a complete simulation of the four lamps together.

3.3. Prediction of the flux absorbed by a 3 cm thick PMMA sample

Now, we consider a true sample which is located 2.5 cm under the cone or 16 cm under the FPA lamp, such that it is supposed to receive quite the same flux at its center. For the illustration, a 3 cm thick PMMA sample is considered. A comparison is first carried out directly on the irradiation "seen" by the sample (see Fig. 10). The contours of the simulated flux densities are given for the two irradiations on the same figure (on the right for the cone, on the left for the lamp). This gives a confirmation of the quite homogeneous irradiation for a sample with a size of a few square centimeters.

However, the radiation absorbed by the sample of course involves its spectral absorptivity, the one of PMMA in the present example. Data for clear PMMA are taken from previous studies [3,6]. Fig. 11 presents the experimental data superimposed to emission results commented in the previous section. For a better comparison of the spectral shape, the intensities yielding the same flux density near the center (set point temperature of 858 K for the cone and voltage supply of 135 V for the lamp) have been normalized dividing by the respective maximum values for the two spectra. There is a strong shift toward the large wavenumber range with the FPA lamp. As can be seen, this corresponds to a spectral range where the PMMA absorptivity falls. It is obvious from the present representation that the absorption of radiation cannot be

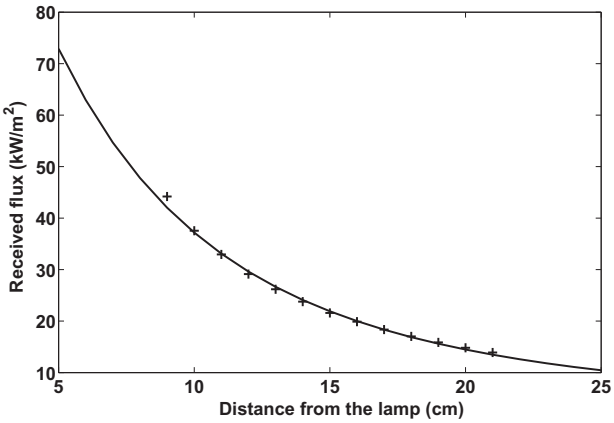


Fig. 8. Local flux density received by the sample under the lamp as a function of the distance from the sample center located on the cone axis (symbols are for experimental data and the line for the model).

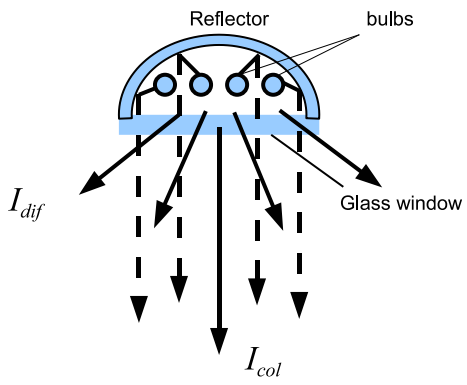


Fig. 7. Schematic view of the emitted intensity splitted into diffuse and collimated part.

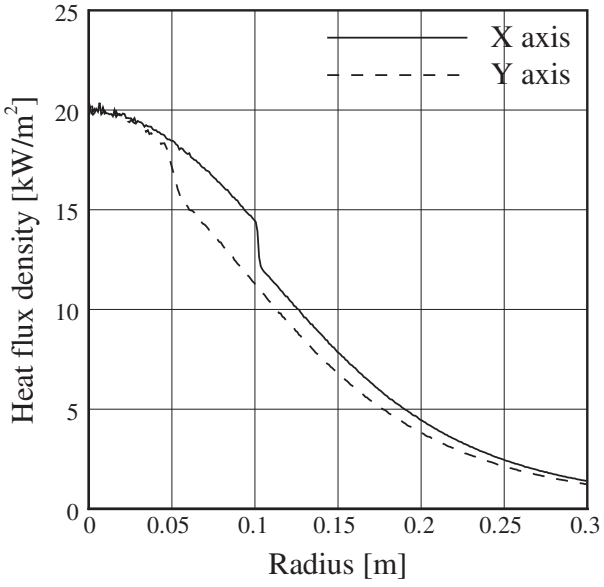


Fig. 9. Local flux density received by the sample under the FPA lamp as a function of the distance from the sample center under the lamp on two perpendicular axes.

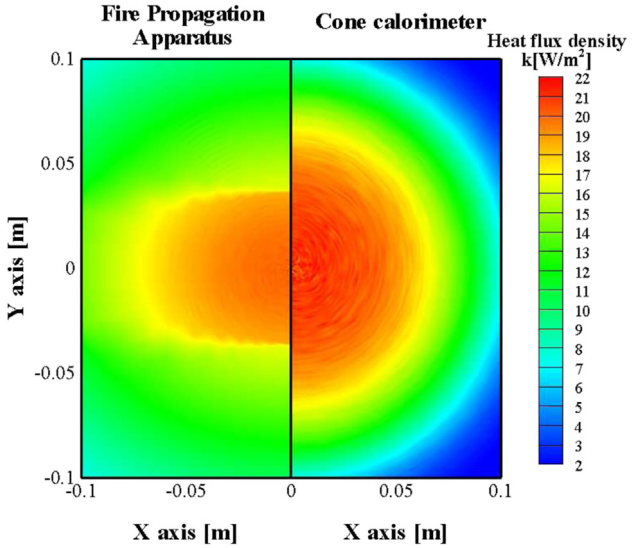


Fig. 10. Contour map of the irradiation (in kW/m^2) under the cone (right) and the FPA lamp (left).

the same for the sample, even submitted to the same total flux, when using one or the other emitter [3]. For an accurate evaluation of the discrepancy, the averaged absorptivity $\langle\alpha\rangle$ can be computed involving the spectral absorptivity α_ν and the spectral incident flux φ_ν for each source, used as a weighting function

$$\langle\alpha\rangle = \frac{\int_0^{+\infty} \alpha_\nu \varphi_\nu \mathrm{d}\nu}{\int_0^{+\infty} \varphi_\nu \mathrm{d}\nu} \tag{5}$$

Results are presented in Table 6. Three temperatures have been considered for the cone surface which correspond to the minimum, average and maximum temperatures observed on the cone under a set point of 20 kW/m^2 incidence on the sample center. As can be seen, the total absorptivity is weakly affected by this temperature and the average absorptivity of the sample is found to be 0.91

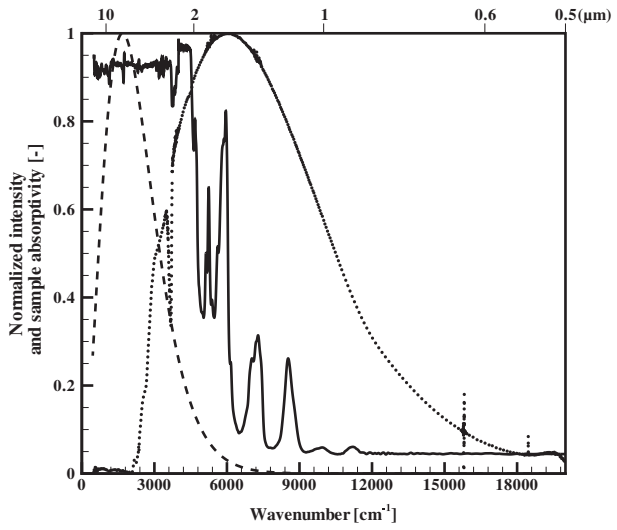


Fig. 11. Normalized emissivity by the cone with set point temperature 858 K (dashed line) and the FPA lamp set point voltage 135 V (dotted line) vs sample absorptivity (continuous line). Case of a 3 cm thick PMMA sample.

Table 6
Average absorptivity of the 3 cm thick PMMA sample for various irradiations under the cone and the FPA lamp.

Irradiation condition	Cone 660 K	Cone 786 K	Cone 858 K	Lamp 60 V	Lamp 100 V	Lamp 135 V
Average absorptivity	0.92	0.91	0.90	0.45	0.36	0.32

considering the cone irradiation. This value has to be compared with the absorptivity of 0.32, obtained for the FPA lamp irradiation under 135 V (which provides the same total incident flux near the sample center). It means that the sample would absorb three times more radiation under the cone than under the lamp. These results are in agreement with previous transmission data presented in Ref. [3]. Moreover, in order to show the complex problem of spectral dependence raised by the lamp, average absorptivities are also indicated for two other electric supplies of the lamp (voltage of 60 V and 100 V). The absorptivity is seen to vary with the level of irradiation from the lamp, which makes the prediction of the PMMA behavior even more complicated. This explains why some difficulties may appear when analyzing a degradation test.

It can be noticed, that these results assume that the transmitted part through the sample is lost. Actually, experiments sometimes involve a reflecting foil below the sample, which increases the traveled path of the radiation inside the sample due to reflection and consequently increases the absorbed flux. We also want to point out that this analysis holds for absorption properties obtained on a raw sample. This probably corresponds to the first instants of the irradiation, but the surface of the PMMA sample would be quickly altered. A black deposit appears on the surface, while bubbles are formed inside the sample, which probably modifies the absorptivity of the sample and induces scattering phenomena. Consequently, the gap in the average absorptivity with the two emitters would probably change with time, with an increased absorptivity under the lamp due to the black deposit on the sample surface. A complete transient simulation would demonstrate how the discrepancy during the first instants may affect the sample degradation. Finally, the present application shows that radiation from the cone seems to be better suited for the absorption by the present sample, but regarding the application and the material properties, there are some situations for which absorption in the visible and the near infrared is dominant. Then, lamps with high emission in this wavelength range should be preferred to standard blackbody emission given by a cone calorimeter. Materials used for solar collector with particular high absorptivities in the short wavelength range would strongly absorb radiation from lamps for example and degradation tests with lamps could be chosen. Note that this would be a stringent test for these materials but not necessarily characteristic of the emission of a real fire, however.

4. Concluding remarks

A study has been carried out on radiation emission involved when studying a sample irradiation under a cone or a FPA lamp. The heating coil of the Cone Calorimeter has been confirmed to behave as a near perfect blackbody. On the contrary, the FPA lamp is neither black, nor gray, strongly emitting in the visible and the near infrared range. Data have been provided for a description of its emissivity with a band model. A ray tracing method has been applied on situations involving the two emitter types. In particular, geometrical conditions and electrical supplies have been considered in order to provide the same incident flux, checked by a heat gauge experimentally and well predicted here numerically. It has been observed that the irradiation from the cone can be accurately

reproduced if the coil temperature is correctly introduced in the input data. The irradiation from the lamp has been also modeled despite its non Lambertian intensity, involving the combination of two parts: one collimated and one diffuse intensity. Beside these incident flux characteristics, the radiation absorption depends on the sample properties. This has been illustrated considering a semitransparent sample with a strong non gray behavior: a 3 cm thick clear PMMA sample. Still keeping the conditions of the same flux (20 kW/m^2) received under the cone or the FPA lamp, the PMMA sample has been found to absorb 91% of the flux under the cone, while only 32% under the FPA lamp. This comes from the peculiar spectral absorption of this material, which weakly absorbs radiation in the near infrared and the visible, while it is strongly absorbing for smaller wavenumbers (or higher wavelengths). The dependency of effective absorptivity on irradiance is stronger for the FPA than for the cone. This is important for example for the analysis of ignition temperatures and thermal inertia where this dependency is usually neglected.

As a whole, discrepancies in the degradation processes that may arise when studying the same sample with a Cone Calorimeter or a FPA may be explained by these radiative exchanges.

Further work can be now conducted with the same experimental and numerical tools. In particular a true Monte Carlo simulation could be done by extending the present ray tracing method, accurately following the absorption inside the sample and predicting the in-depth energy absorption. This requires the optical indices of the sample and also a description of the bubble formation for PMMA, problems which are both under study.

References

[1] National Fire Protection Association, SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, third ed., 2002.

[2] P. Girods, N. Bal, H. Biteau, G. Rein, J. Torero, Comparison of pyrolysis behaviour results between the cone calorimeter and the fire propagation apparatus heat sources, in: Fire Safety Science – Proc. of the 10th Int. Symp, University of Maryland, USA, June 2011, pp. 889–901.

[3] N. Bal, J. Raynard, G. Rein, J. Torero, M. Försth, P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, G. Linteris, Experimental study of radiative heat transfer in a translucent fuel sample exposed to different spectral sources, Int. J. Heat Mass Transfer 61 (2013) 742–748.

[4] J. Hallman, Ignition Characteristics of Plastics and Rubber, PhD Thesis, University of Oklahoma, 1971.

[5] H.E. Thomson, D. Drysdale, Flammability of plastics i: ignition temperatures, Fire Mater. 11 (1987) 163–172.

[6] M. Försth, A. Roos, Absorptivity and its dependence on heat source temperature and degree of thermal breakdown, Fire Mater. 35 (5) (2011) 285–301.

[7] N. Bal, G. Rein, Numerical investigation of the ignition delay time of a translucent solid at high radiant heat fluxes, Combust. Flame 158 (2011) 1109–1116.

[8] G. Linteris, M. Zammarano, B. Wilthan, L. Hanssen, Absorption of thermal radiation by burning polymers, in: Conference Proceedings - Fire and Materials 2011, 12th International Conference and Exhibition, San Francisco, CA - USA, 2011, pp. 559–570.

[9] American Society for Testing and Materials, Standard Test Method for Heat and Visible Smoke Release Rates for Materials and Products Using an Oxygen Consumption Calorimeter, Vol. E1354-10a, ASTM International, West Conshohocken PA, 2010. No, doi:http://dx.doi.org/10.1520/E1354-10A.

[10] American Society for Testing and Materials, Standard Test Method for Measurement of Synthetic Polymer Material Flammability Using a Fire Propagation Apparatus, Vol. E2058-03, ASTM International, West Conshohocken PA, 2003. No, doi:http://dx.doi.org/10.1520/E2058-03.

[11] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, T. Rogaume, T. Fateh, J. Zaida, F. Richard, Characterization of the radiative exchanges when using a cone calorimeter for the study of the plywood pyrolysis, Fire Saf. J. 51 (2012) 53–60.

[12] Y.S. Touloukian, D.P. DeWitt, Thermophysical Properties of Matter, in: Thermal Radiative Properties: Metallic Elements and Alloys, Vol. 7, IFI/Plenum, New York, 1970.

[13] *Fu*sed Silica. http://www.sciner.com/Opticsland/FS.htm.

[14] M.F. Modest, Radiative Heat Transfer, second ed., Academic Press, 2003.

[15] R.D. Larrabee, Design and Construction of the Equipment for the Measurement of the Spectral Emissivity of Tungsten, PhD Thesis, Department of Physics, M. I. T, 1955.

[16] A. Collin, P. Boulet, G. Parent, D. Lacroix, Numerical simulation of a water spray – radiation attenuation related to spray dynamics, Int. J. Therm. Sci. 46 (2007) 856–868.

[17] B. Monod, A. Collin, G. Parent, P. Boulet, Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires, Fire Saf. J. 44 (2009) 88–95.

[18] J.L. Rossi, K. Chetehouna, A. Collin, B. Moretti, J.H. Balbi, Simplified flame models and prediction of the thermal radiation emitted by a flame front in an outdoor fire, Combust. Sci. Technol. 182 (2010) 1457–1477.

[19] J.R. Howell, M.P. Mengüç, Radiative transfer configuration factor catalog: a listing of relations for common geometries, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 112 (2011) 910–912.

6.3 Caractérisation de l'émission spectrale de flammes d'incendie

Lorsque l'ensemble des conditions sont parfaitement réunies, à la fois du point de vue de la dégradation thermique des matériaux mais également de la combustion en phase gazeuse, une flamme va rapidement se développer au dessus du combustible. Afin que la combustion s'auto-entretienne, la flamme doit rétrocéder suffisamment d'énergie (via le rayonnement thermique) pour permettre à la fois la dégradation du combustible mais également l'oxydation des gaz de pyrolyse. Ainsi la flamme constitue le support au transfert de chaleur lors d'un incendie et permet sa propagation. Par conséquent, connaître les caractéristiques physiques des flammes est donc une étape très importante pour modéliser au mieux la propagation d'un incendie.

Les dimensions et la géométrie des flammes sur des foyers "académiques" (comme celles se développant sur les feux de bacs d'hydrocarbures par exemple) sont, $a\ priori$, parfaitement connues et documentées dans la littérature [6]. Le paramètre pilotant les caractéristiques géométriques de la flamme reste essentiellement la puissance qu'elle dégage. Néanmoins, cette puissance libérée, et notamment ses modes de transfert de chaleur, sont encore mal connus.

De manière courante, on considère que la puissance dégagée par une flamme se scinde en deux parties :

- une première partie, entre 65 et 70% de l'énergie libérée, est transportée par advection thermique (nommée sous le terme de convection thermique) ;
- une partie complémentaire, entre 30 et 35% de l'énergie, se propage par rayonnement thermique.

En ce qui concerne le transport de chaleur par advection, des modèles de panaches existent, permettant, en fonction de la puissance du foyer d'estimer les vitesses et la forme du panache de fumées. Par contre en ce qui concerne le rayonnement émis par une flamme, les données expérimentales et les modèles physiques sont moins nombreux, applicables très souvent à des flammes "académiques" de brûleurs à très petite échelle.

La démarche qui a été entreprise pour développer cette thématique est présentée sur la Figure 6.21. Elle a consisté dans un premier temps à caractériser l'émission radiative de différents types de flammes, en prenant soin de considérer des flammes de diffusion (représentant la majorité des flammes rencontrées lors d'un incendie) et des flammes de prémélange. Ces données expérimentales ont été ensuite utilisées pour tenter d'identifier les fractions volumiques et les températures des différents composants d'une flamme, comme le dioxyde de carbone, la vapeur d'eau ou les suies. Ces éléments ont ensuite été utilisés pour intercomparer, sur des données réelles, les modèles physiques simplifiés de flammes qui sont couramment employés pour modéliser le transfert de chaleur par rayonnement, comme sur les modèles de propagation de feux de végétation par exemple.

6.3.1 Caractérisation expérimentale de spectres d'émission de flammes

Dans le cadre de l'ANR PIF [7] dans un premier temps, puis au travers de différentes collaborations avec l'IUSTI de Marseille et le CETHIL de Lyon notamment, nous avons effectué des mesures de spectres d'émission de flammes sur différents foyers dont la taille / l'échelle se rapprochait le plus possible des configurations réelles d'incendies. Plusieurs campagnes ont été menées, ces dernières années, permettant de travailler sur différentes configurations de flammes :

- Flammes de végétation de faibles épaisseurs : flammes de diffusion optiquement minces ;

6. G. Heskestad, Fire plumes, flame height and air entrainment. In SFPE - Handbook of Fire Protection Engineering, 3rd edition, 2002.

7. Protection contre les Incendies de Forêts - ANR 0264 - 2005 / 2008

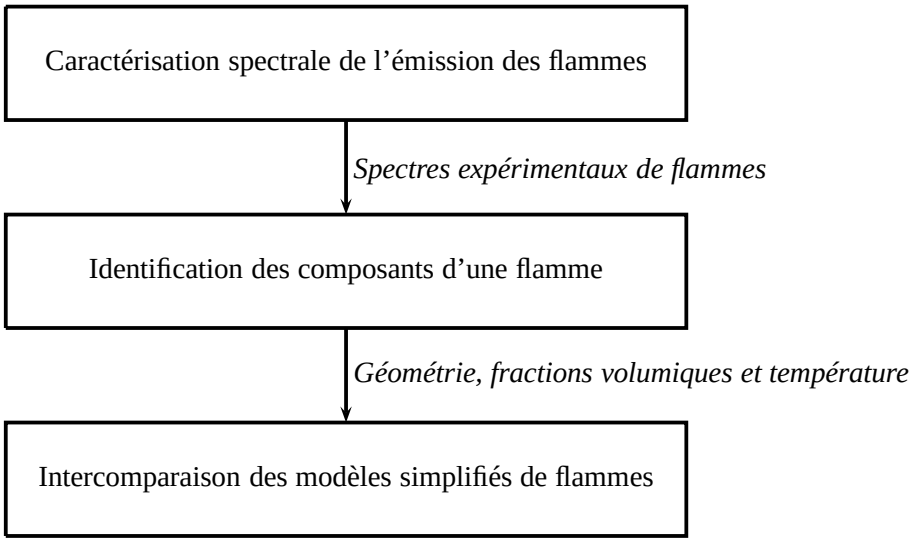


FIGURE 6.21 – Démarche adoptée pour l'étude des propriétés des flammes

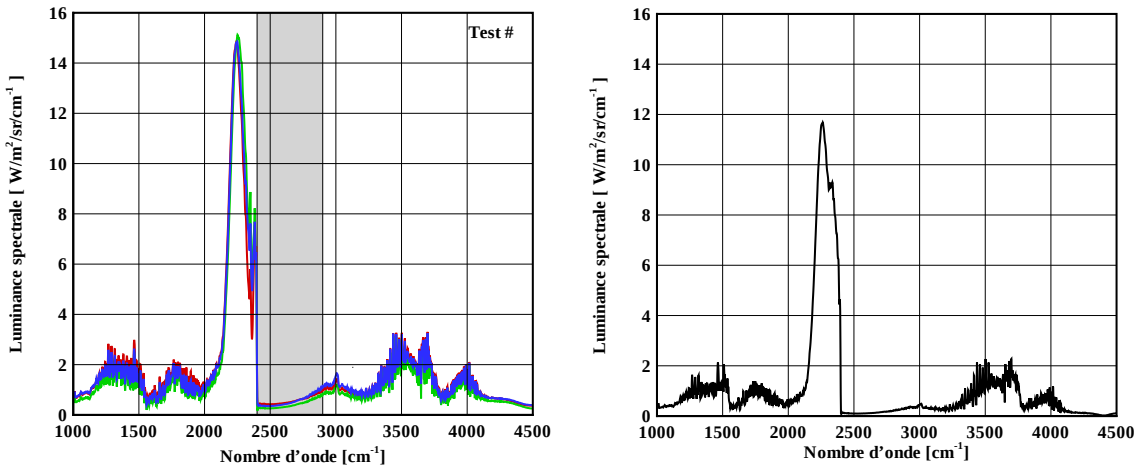
- Flammes de végétation de grandes épaisseurs : flammes de diffusion optiquement épaisses ;
- Flammes de brûleur à gaz (méthane) : flammes de prémélange optiquement minces.

Ainsi, lors de la première campagne de mesures, nous nous sommes focalisés sur des foyers de petites tailles contenant de la végétation. Des premiers essais de faisabilité ont été réalisés sur des sarments de vignes ainsi que de la frisure de bois comme combustible. Ensuite, nous avons utilisé une végétation typique de l'Est de la France, du hêtre commun (connu sous la dénomination *Fagus sylvatica*). Une représentation de ce type de foyer est donné sur la Figure 6.22. Un bac circulaire en acier est utilisé pour ces essais, dont le diamètre est de 45 cm et la hauteur est de 10 cm.

La métrologie mise en place pour ces essais est un spectromètre à Transformée de Fourrier de type MATRIX de chez Bruker, permettant de réaliser des spectres d'émission sur un domaine spectral allant de 1000 à 4500 cm^{-1} avec une résolution de 4 cm^{-1}. Le spectromètre se situe à 2 m du foyer et vise 50 cm au dessus du bac, correspondant à une zone de flamme. L'ensemble des détails portant sur



FIGURE 6.22 – Flammes issues de la combustion de sarments de vignes



(a) Spectre obtenu lorsque le spectromètre vise au dessus des éléments braisant

(b) Spectre obtenu lorsque le spectromètre vise 20 cm au dessus des éléments braisant

FIGURE 6.23 – Détermination des spectres d'émission de flammes issues de la combustion de sarments de vignes

les détecteurs utilisés lors de ces expériences, ainsi que sur le travail de calibration du spectromètre est donné dans [R.I. 10]. Les acquisitions sont démarrées 30 s après l'allumage, permettant au foyer d'être quasi-stationnaire.

Les spectres qui sont ainsi obtenus sont le résultat de l'émission de rayonnement à haute température de différents éléments constituant la flamme (CO_2, H_20 et suies) qui a été atténuée par 2 m de couche d'air "frais" à température ambiante, par un phénomène d'absorption notamment dû au dioxyde de carbone et à la vapeur d'eau.

Les premiers essais ont consisté à associer deux strates de végétation : 200 g de frisure de bois ont d'abord été déposés dans le bac (représentant une épaisseur approximative de 5 cm) puis 500 g de sarments de vignes sur 15 cm d'épais. La frisure de bois est ici utilisée pour le démarrage du foyer, car elle disparait très rapidement (en moins de 30 secondes). Sous ces conditions, la flamme se maintient pendant environ 3 minutes, ce qui permet de réaliser une dizaine de spectres d'émission.

La Figure 6.23(a) représente trois spectres d'émission obtenus sur une flamme provenant de la combustion de sarments de vignes. Le spectromètre à transformée de Fourier est positionné de telle manière qu'il vise "juste au dessus" de la végétation braisante. Cette figure montre très clairement que la source d'incendie est parfaitement stable durant les essais car les spectres d'émission sont parfaitement répétables. En fonction du nombre d'onde, le spectre d'émission présente un certain nombre de pics qui sont les témoins de la présence de différents éléments à haute température dans la flamme :

- entre 2000 et 2400 cm^{-1} et centré en 2330 cm^{-1}, ce pic d'émission est dû au dioxyde de carbone et au monoxyde de carbone présents dans la flamme et qui rayonnent à haute température ;
- entre 1000 et 2000 cm^{-1} et entre 3500 et 4000 cm^{-1}, ces nombreux pics sont la conséquence de l'émission de la vapeur d'eau à haute température ;
- sur l'ensemble des nombres d'onde, le "fond continu" d'émission représente la contribution des suies.

Bien entendu, d'autres espèces gazeuses peuvent également émettre du rayonnement, comme par exemple, les radicaux OH^-. Cependant, leurs contributions se concentrent essentiellement dans le domaine du visible. Ainsi, ils ne jouent pas un rôle important au sein du transfert de chaleur global "flamme-milieu extérieur". Ces premiers résultats sont très similaires à ceux obtenus par Bourayou *et col.* [8] sur des flammes de brûleurs à gaz à une échelle inférieure, celle du laboratoire.

Les résultats présentés sur la Figure 6.23(a) nous ont d'abord paru singuliers, car ils ne montrent pas une contribution très importante de la part des suies, comparée à celles imposées par les gaz. Une flamme de végétation, étant une flamme de diffusion, est bien jaune traduisant la présence de suies, comme le montre la Figure 6.22. Les expériences sur la combustion des sarments de vignes ont été répétées 5 fois pour confirmer nos mesures. La concentration en suies est suffisante pour observer visuellement une flamme jaune, par contre, cette fraction volumique n'est pas assez importante, pour que le spectre d'émission d'une flamme montre une influence majoritaire des suies : on parle ici de flammes optiquement minces. En effet, le coefficient d'absorption des suies peut se modéliser sous la forme de l'expression générique suivante [9],

$$\kappa_\nu = C\ f_v\ \nu^\alpha \tag{6.22}$$

où f_v est la fraction volumique des suies et ν le nombre d'onde. C et α sont deux constantes empiriques. Le paramètre α peut varier selon les auteurs entre 0,7 et 2,2 et serait sensible à la taille de particule. Ainsi, le coefficient d'absorption spectral peut très largement gagner une décade en passant du domaine infrarouge au domaine visible. En conséquence, on voit l'effet des suies dans le visible mais leur influence sur le plan énergétique dans l'infrarouge est limitée.

Enfin, nous noterons qu'une gamme spectrale, entre 2500 et 3000 cm^{-1}, n'est pas affectée par les différents pics d'émission des gaz. Cette zone, représentée sur la Figure 6.23(a), permet d'isoler la contribution propre à l'émission du rayonnement des suies (elle sera exploitée plus tard dans nos travaux d'identification des contributions des suies ou dans l'observation des surfaces en arrière de la flamme).

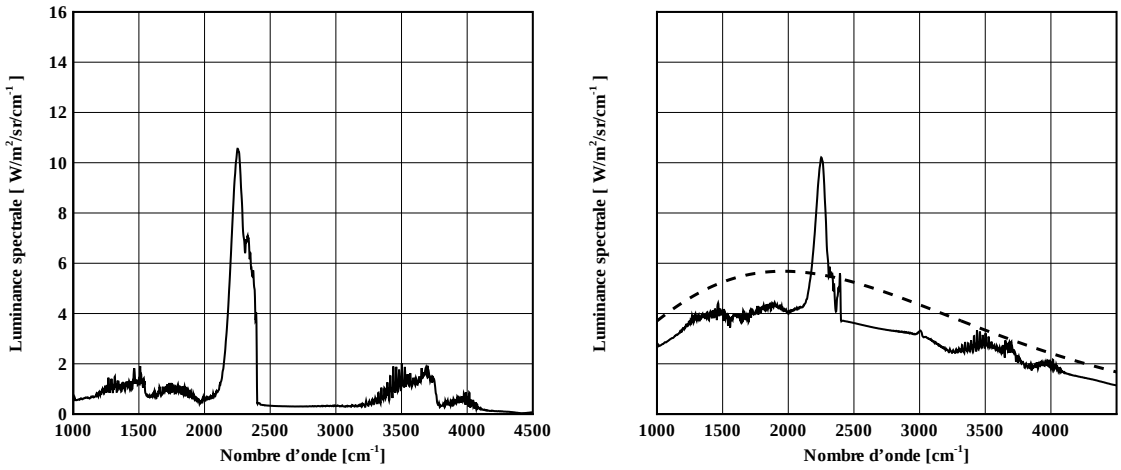
En parallèle à ces premières mesures, des spectres d'émission ont également été obtenus dans les mêmes conditions que les expériences décrites précédemment, mais en plaçant, cette fois, la visée du spectromètre à Transformée de Fourier, 20 cm au dessus des éléments braisant. Un exemple de résultat est donné au travers de la Figure 6.23(b). Il est intéressant de noter que la structure globale du spectre ainsi obtenu, reste identique aux précédentes, mais les niveaux de luminance spectrale atteints sont ici plus faibles. Cette diminution du niveau des luminances, liée à l'éloignement du cœur de la flamme, est imputable à un effet combiné de la baisse de la température de flamme et de la dilution des produits de combustion.

Une seconde campagne d'essais a été réalisée en utilisant du hêtre commun (ou *Fagus sylvatica*) comme combustible. L'objectif de ces nouvelles expériences était d'analyser si les spectres d'émission étaient sensibles au type de végétation qui se dégradait. Un exemple de spectre d'émission est donné sur la Figure 6.24(a). Une fois encore, la structure de ce spectre est typique, associant les pics d'émission à la fois de la vapeur d'eau mais également du dioxyde de carbone. De nouveau, les suies ne sont pas ici en quantité suffisante pour déceler une réelle contribution de leur part au rayonnement thermique.

Des mesures complémentaires ont été produites en visant, à l'aide du spectromètre à transformée de Fourier, les branches de hêtres lors de leur combustion. L'un des spectres d'émission obtenu est

8. R. Bourayou, R. Vaillon et J.-F. Sacadura, "FTIR low resolution emission spectrometry of a laboratory-scale diffusion flame : experimental set-up", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, pp. 181-187, 2002.

9. M.F. Modest, Radiative Heat Transfer, 2nd edition, Academic Press, New York, 2003.



(a) Spectre obtenu lorsque le spectromètre vise au dessus des éléments braisant

(b) Spectre obtenu lorsque le spectromètre vise les éléments braisant

FIGURE 6.24 – Détermination des spectres d'émission de flammes issues de la combustion de branches de hêtres communs

donné sur la Figure 6.24(b). Outre les contributions bien visibles des différentes espèces gazeuses présentes au sein de la flamme, ce spectre d'émission met ici clairement en avant un "fond continu" bien plus important que précédemment. Ce "fond continu" ne provient pas des suies mais des braises qui rayonnent à haute température. Si l'on compare le spectre d'émission obtenu avec l'émittance spectrale d'un corps noir à 1000 K (telle qu'elle est représentée sur la Figure 6.24(b) en pointillés), on remarque alors que les braises se comportent comme une surface quasi-noire à une température proche de 1000 K. De manière courante, il est admis que le transfert de chaleur par rayonnement provenant de la flamme est l'un des modes principaux de propagation d'un incendie. Mais si l'on compare les énergies mises en jeu entre une flamme seule (Cf. Figure 6.24(a)) et une partie de la flamme associée à la contribution propre du foyer (Cf. Figure 6.24(b)), on remarque que l'énergie qui est émise à partir des éléments braisant est bien plus importante. Cette observation constitue l'une de nos conclusions importantes sur les travaux relatifs à l'émission spectrale des flammes à cette échelle [R.I. 10].

Les foyers testés jusqu'à présent n'ont permis d'observer que des flammes optiquement minces où la quantité en suies était trop faible pour observer leur contribution sur l'émission radiative. Afin de réaliser des expériences sur des flammes optiquement épaisses, il est nécessaire d'augmenter l'épaisseur optique de nos flammes. L'épaisseur optique est définie comme,

$$\beta = \kappa L \tag{6.23}$$

où κ est le coefficient d'absorption de la flamme et L l'épaisseur de flamme visée lors des expérimentations. Dès lors, deux stratégies s'offrent à nous : (i) trouver des combustibles, type végétation, qui produisent beaucoup plus de suies pour augmenter la valeur de κ, (ii) travailler sur des foyers de plus grandes épaisseurs pour augmenter la valeur de L. N'ayant pas accès à une très grande variété d'espèces de végétation, et n'ayant aucune idée du taux de production de suies que pourrait générer chaque espèce végétale, nous avons opté pour la seconde solution.

Sur la base d'une collaboration avec le CEREN (Centre d'Essais et de Recherche de l'ENtente à Valabre) et l'IUSTI de l'Université d'Aix-Marseille, nous avons pu réaliser différents brûlages au sein

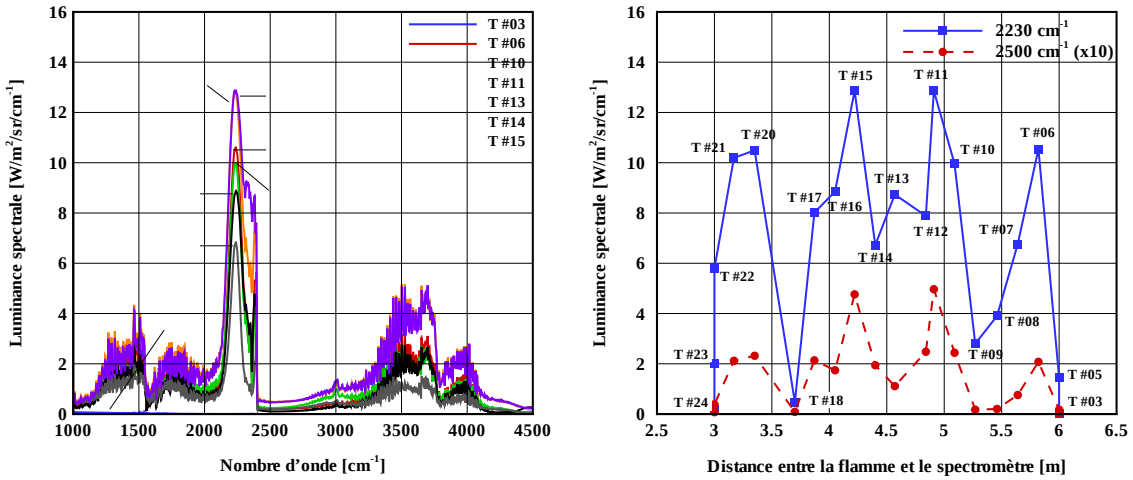


FIGURE 6.25 – Tests sur des flammes de plus grandes épaisseurs

d'un "tunnel à feu", de section 2,75 m x 2,4 m. Ces expérimentations nous ont permis de travailler sur une zone "combustible" assez étendue 2 m de large par 3 m de long, échelle plus grande que celle utilisée lors de nos précédentes expériences. La végétation utilisée était du chêne Kermès (ou encore dénommé *Quercus coccifera*), dont la charge locale pouvait varier entre 1,5 et 5 kg/m^2. D'un point vue expérimental, le spectromètre à transformée de Fourier était positionné à 3 m de la végétation et visait une zone située approximativement à 20 cm au dessus de la végétation, comme le montre la Figure 6.25.

Une première série de tests a consisté à allumer la zone combustible à l'arrière (Cf. Figure 6.25) et à laisser le front de flammes se propager vers l'avant. Ce type de brûlage dure en moyenne une dizaine de minutes. Le front de propagation offre des hauteurs de flammes qui sont inhomogènes sur sa largeur, comme le montre la Figure 6.25. Des flammèches de quelques dizaines de centimètres peuvent cotoyer des flammes de 3 mètres de haut. Lors de ces expériences, des spectres d'émission de flammes ont été obtenus au cours du temps.

Au cours de la propagation du front de flammes, 24 spectres ont été enregistrés au total, chronologiquement nommés de T #01 à T #24. Certains de ces spectres d'émission sont donnés sur la Figure 6.26(a). La première observation montre qu'à partir du 6ème relevé (soit T #06) le front de flammes est sur un régime établi, car le front de flammes possède une épaisseur constante notamment. Entre le 10ème et le 15ème relevé, nous pouvons remarquer que le niveau global de luminance spectrale augmente jusqu'au 11ème relevé, puis diminue jusqu'au 14ème spectre et remonte enfin au 15ème relevé. Ce comportement traduit ici le "battement" (mouvement périodique) de la flamme qui peut être observé visuellement. Afin de mettre en avant ce phénomène, la Figure 6.26(b) reprend les différents niveaux de luminance spectrale mesurés à 2230 et à 2500 cm^{-1} pour l'ensemble des relevés qui



(a) Spectres obtenus lorsque le spectromètre vise 20 cm au dessus de la végétation

(b) Niveaux de luminance relevés à 2230 et à 2500 cm^{-1} au cours du temps

FIGURE 6.26 – Détermination des spectres d'émission de flammes issues de la combustion de *Quercus coccifera*

ont été réalisés. Ces données ont été croisées avec les différentes positions mesurées de l'avancée du front de flammes. On remarque alors que le front de flammes est quasi-stationnaire entre le 6ème et le 22ème relevé et que le phénomène de battement de la flamme se produit de manière régulière avec une certaine périodicité. Ici, clairement, le 15ème relevé correspond au spectre le plus important en termes d'émission de rayonnement. A cet instant, le front de flammes se situe approximativement au centre de la zone de combustible. Les différents spectres, reproduits sur la Figure 6.26(a), offrent de grandes similitudes avec ceux précédemment présentés sur les flammes optiquement minces, notamment aux niveaux des pics d'émission de CO_2 et H_2O. Sur ces résultats, on observe que la contribution des suies est toujours pratiquement insignifiante. Néanmoins, en dépit du changement d'échelle du foyer d'incendie, on peut remarquer que le niveau de luminance spectrale obtenu lors de ces essais (au niveau du pic d'émission du dioxyde de carbone, à 2230 cm^{-1}) est pratiquement similaire à celui relevé à plus petite échelle. Cette observation confirme que ce niveau du pic CO_2 constitue un élément clé, voire caractéristique, de l'émission de rayonnement par les flammes.

Une seconde série de tests a été menée sous les mêmes conditions, mais en allumant instantanément l'ensemble du couvert végétal. L'idée est ici de maitriser / forcer l'épaisseur du front de flammes afin d'obtenir des flammes optiquement épaisses. Pour ces essais, plusieurs épaisseurs pour le couvert végétal ont été testées, de 50 cm à 4 m. Au cours de ces expérimentations, deux types de végétation ont été considérés :

- de la frisure de bois, dont la charge était de 1 kg/m^2, disposée de manière uniforme, donnant une hauteur de lit de combustible de 10 cm (Cf. Figure 6.27(a)) ;
- un mélange de chêne Kermès (de charge 9 kg/m^2) et de frisure de bois (de charge 2 kg/m^2), donnant une hauteur de lit de frisure de bois de 20 cm et de 1 m pour le chêne Kermès (Cf. Figure 6.27(b)).

Les spectres d'émission de flammes ont été enregistrés de manière continue aussi longtemps qu'une flamme était présente au dessus du couvert végétal. L'acquisition des données pouvait se faire sur quelques dizaines de secondes pour de la frisure de bois pour 50 cm d'épaisseur à 2 minutes pour le



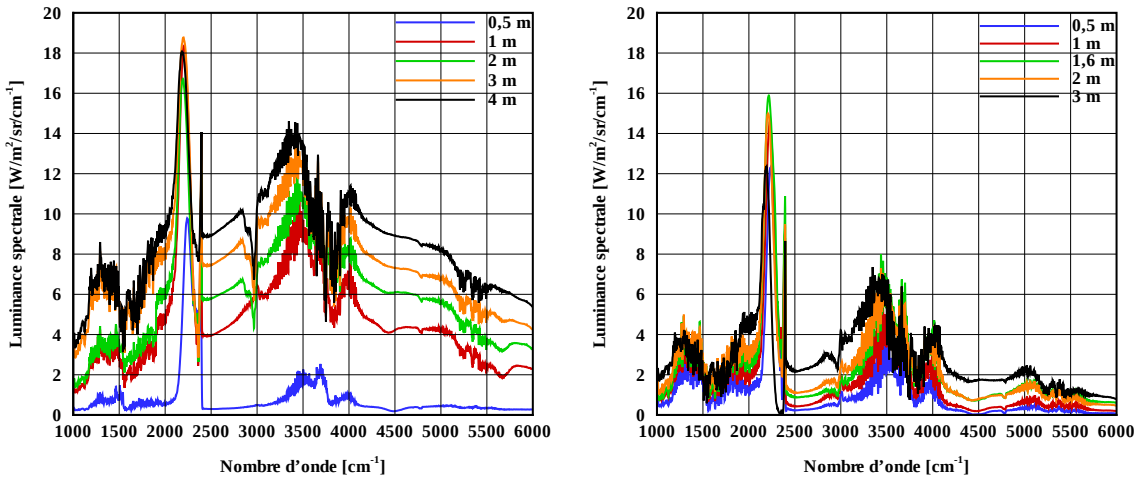
(a) Test sur de la frisure de bois, épaisseur 3 m

(b) Test sur du chêne Kermès, épaisseur 1,6 m



(c) Flammes obtenues sur 1,6 m d'épaisseur de chêne Kermès

FIGURE 6.27 – Expériences sur des flammes optiquement épaisses



(a) Flammes de frisure de bois pour différentes épaisseurs (b) Flammes de chêne Kermès pour différentes épaisseurs

FIGURE 6.28 – Détermination des spectres d'émission de flammes optiquement épaisses

mélange de combustible sur 4 m d'épaisseur. Un exemple de flammes est donné sur la Figure 6.27(c).

Des expériences sur des flammes issues de la combustion de la frisure de bois sur des épaisseurs de 0,5 m, 1 m, 2 m, 3 m et 4 m ont été réalisées. Les spectres, représentés sur la Figure 6.28(a), ont été retenus à des instants correspondant à la moitié des expériences. Encore une fois, les pics d'émission ici présents sont dus à la présence du monoxyde de carbone, du dioxyde de carbone et à la vapeur d'eau à haute température. Mais à présent, nous pouvons remarquer que le niveau de luminance spectral du "fond continu" augmente avec l'épaisseur du front de flammes. La contribution des suies au transfert de chaleur par rayonnement est à présent visible. Pour des épaisseurs de flammes de 1 à 4 m, nous avons des flammes optiquement épaisses. Par contre, et comme le prouve la Figure 6.28(a), pour une épaisseur de 50 cm, le front de flammes qui se développe correspond toujours à une flamme optiquement mince, avec une contribution de la part des suies qui est quasi-nulle sur le domaine infrarouge.

Des expérimentations similaires ont été menées sur un mélange de frisure de bois et de chêne Kermès. Les spectres d'émission qui ont été mesurés, sont proposés sur la Figure 6.28(b). La frisure de bois a été ajoutée au chêne Kermès car c'est elle qui permet de créer un support de propagation au front de flammes pour embraser la totalité du chêne Kermès. Les épaisseurs qui ont été testés variaient de 50 cm à 3 m. Ces nouveaux spectres d'émission contiennent toujours les mêmes pics d'émission dus aux différents composants gazeux. La comparaison des Figures 6.28(a) et 6.28(b) prouvent que le changement de combustible induit des modifications sur le spectre d'émission de la flamme. De plus, la Figure 6.28(b) tend à montrer que la quantité de suies présente au sein de la flamme est plus faible que celle observée avec de la frisure de bois seule (pour la même épaisseur). Cette observation est étonnante car la charge de combustible est ici bien plus importante : 11 kg/m^2 contre 1 kg/m^2 pour de la frisure de bois seule. Au-delà de la quantité de matière qui est mise en jeu lors de la combustion, c'est plutôt le processus de dégradation thermique, qui est différent dans les deux cas, qui a un impact direct sur la production gazeuse et sur la formation des suies.

Les différentes campagnes de mesures entreprises précédemment sur les flammes de végétation nous ont permis de mieux comprendre de quoi était composée leur émission de rayonnement. L'analyse des différents spectres d'émission a démontré que ces flammes de diffusion étaient clairement

instationnaires.

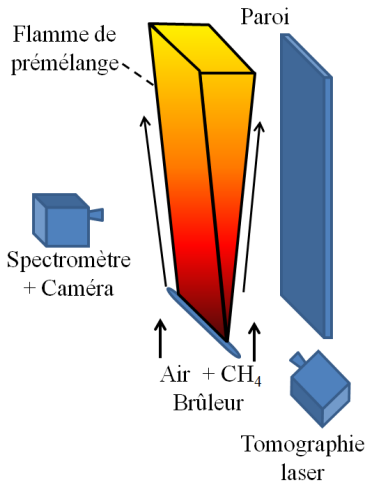
Pour compléter notre "base de données" sur les spectres de flammes, une dernière campagne de mesures a été menée sur des flammes de prémélange. Ces essais ont été réalisés en collaboration avec le CETHIL de Lyon [C.I. 26]. L'expérimentation consiste à créer une flamme de prémélange (méthane et air) dont la richesse et le type d'écoulement en sortie de brûleur sont parfaitement maitrisés. La richesse est ici imposée à 0,6. Plusieurs types d'écoulement ont été testés : (i) un écoulement laminaire, (ii) un écoulement turbulent avec 4% d'intensité turbulente, (iii) un écoulement turbulent avec 8% d'intensité turbulente. Cette flamme se développe de manière verticale, le long d'une paroi métallique. Une vue de principe de ce dispositif expérimental est proposée sur la Figure 6.29(a) et une photo de ce même dispositif est disponible sur la Figure 6.29(b). Compte tenu de la géométrie du brûleur et des débits imposés au mélange gazeux, la flamme se développe sous la forme d'un "V". Ce dispositif expérimental permet de disposer d'une flamme qui est parfaitement stationnaire dans le temps et qui est de couleur bleue, comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.29(c). D'un point de vue métrologique, le banc d'essais est composé de :

- de micro-thermocouples disposés de manière verticale sur la paroi métallique (leur inertie thermique est extrêmement faible) ;
- d'un dispositif de tomographie laser, mis en place par le CETHIL de Lyon, utilisant des gouttelettes d'huile pour mesurer précisément la géométrie de la flamme. Ce banc d'essai dispose d'une caméra rapide de type FASCAM SA4 couplée à un laser continu de type CNI MGL-N-532 ;
- d'un spectromètre à transformée de Fourier du type MATRIX de chez Bruker réalisant des mesures de 1000 à 6000 cm^{-1} ;
- d'une caméra thermique multispectrale du type Orion SC7000 de chez FLIR, disposant de filtres optiques, zutour de 3500 cm^{-1} pour la vapeur d'eau, 2560 cm^{-1} pour les suies et 2230 cm^{-1} pour le dioxyde de carbone.

Les spectres d'émission ont été pris à différentes positions verticales, soit 100, 140, 180 et 220 mm du brûleur. A chacune de ces positions, des micro-thermocouples ont été positionnés sur la plaque métallique. L'émissivité spectrale de cette plaque a été mesurée en laboratoire. Pour les trois nombres d'onde concernés par les filtres optiques de la caméra thermique, l'émissivité spectrale de la paroi métallique a été mesurée préalablement à 0,89 ($aprioir$ peu variable avec la longueur d'onde).

La Figure 6.29(d) donne un exemple de représentation que peut fournir le dispositif de tomographie laser. Le cas présenté ici, est une flamme qui se développe sur la base d'un écoulement turbulent de 8% d'intensité turbulente. Les zones "rouges" de la Figure 6.29(d) correspondent aux endroits où les gouttelettes d'huile sont présentes et diffusent le signal émis par la nappe laser. Les zones "bleues" correspondent à une absence totale de gouttelettes d'huile car, soit ce sont des zones qui n'ont pas été ciblées par l'ensemencement (partie de gauche sur la Figure 6.29(d)), soit les gouttelettes se sont évaporées lors de leur passage dans la flamme (partie de droite sur la Figure 6.29(d)). Ainsi, ce type de résultats permet de quantifier avec une certaine précision l'évolution de l'épaisseur de flamme en fonction de la distance d'éloignement au brûleur.

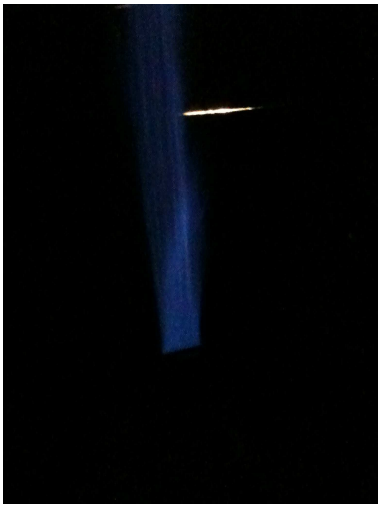
La Figure 6.30(a) montre les différents spectres d'émission obtenus pour un écoulement turbulent à 4% d'intensité de turbulence. Ces données prouvent que, contrairement aux flammes de végétation présentées précédemment, ici les caractéristiques et les propriétés physiques de la flamme sont parfaitement stationnaires, permettant de reproduire les mêmes spectres d'émission au cours du temps. Ces spectres font encore une fois apparaître les différents pics d'émission du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau. De plus, nous pouvons également remarquer la présence d'un "fond continu" sur la Figure 6.30(a). Ce niveau de luminance n'est pas le fruit de la contribution des suies, car nous sommes en présence d'une flamme de prémélange. Par contre, ce "fond continu" est le résultat de l'émission



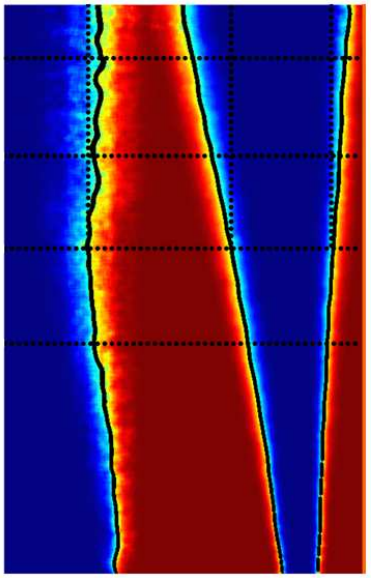
(a) Vue de principe de l'expérience



(b) Dispositif expérimental

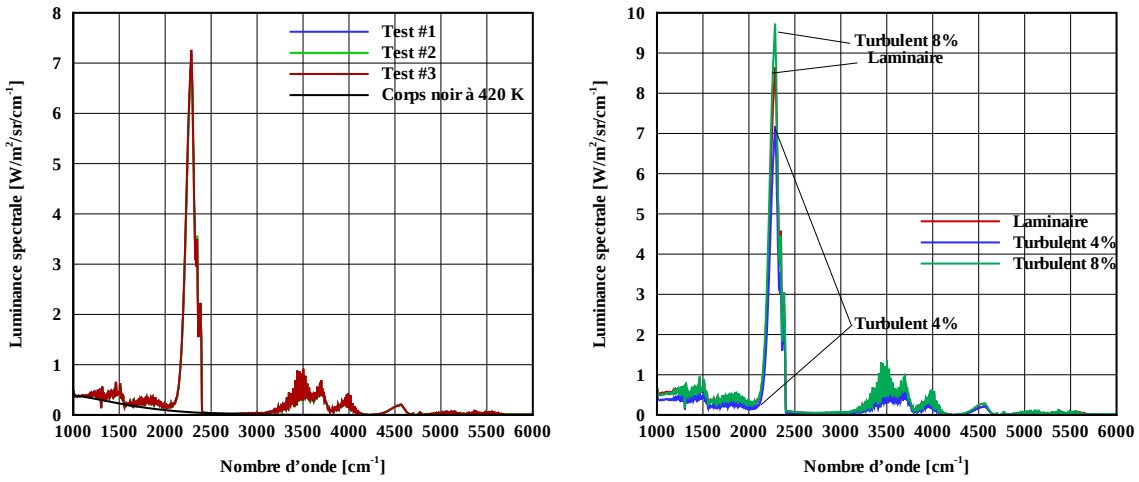


(c) Visualisation de la flamme de prémélange



(d) Exemple de rendu de la tomographie laser

FIGURE 6.29 – Expérimentations menées sur une flamme de prémélange



(a) Répétabilité sur la position 100 mm pour un écoulement turbulent à 4%

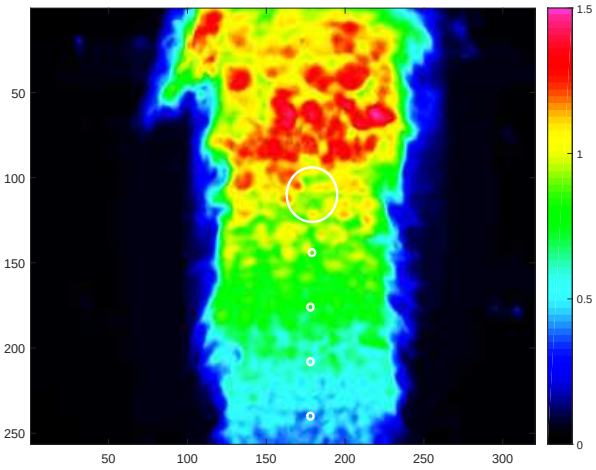
(b) Influence du type d'écoulements à 100 mm

FIGURE 6.30 – Résultats sur la flamme de prémélange à la position 100 mm

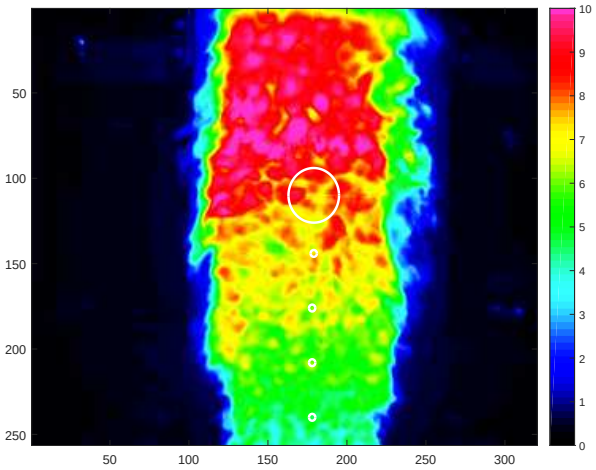
de rayonnement dans le domaine infrarouge de la plaque métallique qui se situe derrière la flamme. En utilisant une approche du type "moindres carrés" et en se basant sur des gammes spectrales non concernées par les phénomènes d'absorption et d'émission des gaz, on peut alors démontrer que ce "fond continu" suit l'émission d'une surface noire équivalente qui serait à une température de 420 K.

La Figure 6.30(b) montre l'influence du type d'écoulement du prémélange CH_4/air sur les spectres d'émission. Ces spectres sont donnés pour la position 100 mm. Le spectre présentant le niveau de luminance le plus important est associé à un écoulement turbulent avec 8% d'intensité turbulente. Le niveau le plus bas quant à lui est obtenu pour un écoulement turbulent à 4%. L'évolution de ces spectres en fonction du type d'écoulement, suit une tendance étonnante lors du passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent. Néanmoins, gardons à l'esprit que ces mesures ont été réalisées en plaçant au centre de la flamme, ce qui pour le cas d'un écoulement laminaire, maximise très certainement les niveaux de température des différents produits de combustion.

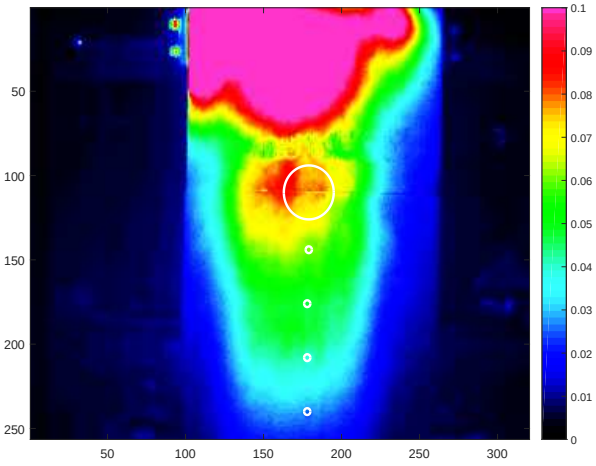
Les Figures 6.31 donnent des exemples d'images prises à l'aide de la caméra thermique multispectrale. Ces clichés ont été pris sur une flamme dont l'écoulement est turbulent à 4% d'intensité turbulente. Les Figures 6.31(a) et 6.31(b) mettent en avant, respectivement, les contributions radiatives de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone. Les formes de ces flammes "vues" au travers de différents filtres optiques sont quasi-identiques justifiant que le dixoyde de carbone et la vapeur d'eau sont, à haute température, concentrées au même endroit dans la flamme. Par contre, les niveaux de luminances émis ne sont pas du même ordre entre la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone, comme le montre la différence d'échelle sur les Figures 6.31. L'image prise avec le filtre "suies" est donnée sur la Figure 6.31(c). Ces images ont été post-traitées de manière à prendre en compte, d'une part, une correction de température liée au fait que la plaque ne soit pas un corps noir (émissivité spectrale proche de 0,89) et, d'autre part, une possible contribution d'un rayonnement thermique provenant de l'ambiant qui aurait été réfléchi par la plaque métallique. Cette étape de correction est entièrement détaillée dans [C.I. 26]. Bien évidemment, sur ce type de flamme, aucune suie n'est présente. La contribution radiative observée sur la Figure 6.31(c), à l'aide du filtre "suie", est exclusivement due à la plaque métallique qui rayonnement à l'arrière de la flamme. Compte tenu des propriétés thermiques



(a) Filtre H_2O à 3500 cm^{-1}

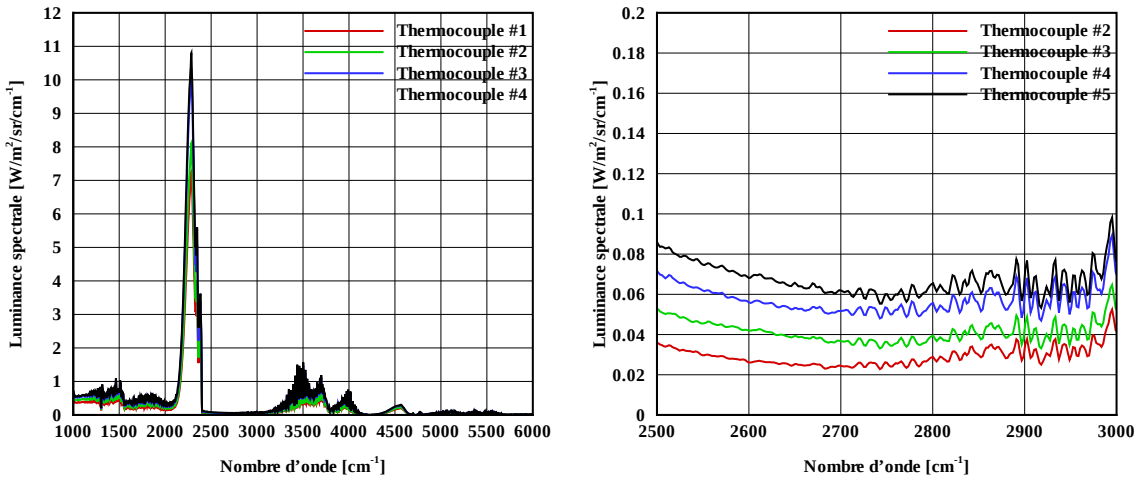


(b) Filtre CO_2 à 2230 cm^{-1}



(c) Filtre "suies" à 2560 cm^{-1}

FIGURE 6.31 – Luminances spectrales émises par la flamme et la plaque métallique prises par la caméra multispectrale pour les différents filtres optiques



(a) Spectre d'émission sur le domaine complet

(b) Zoom sur le domaine spectral 2500 - 3000 cm $^{-1}$

FIGURE 6.32 – Résultats obtenus sur la flamme pour un écoulement turbulent à 4%

de la plaque métallique (notamment une forte conductivité thermique), il n'est pas surprenant d'observer une "empreinte thermique" bien plus importante et régulière / lisse que celles observées avec les différents filtres dédiés aux espèces gazeuses. De plus, nous pouvons observer que la température maximale de la plaque se situe en partie "haute" où elle est chauffée simultanément par rayonnement et par convection provenant de la flamme.

Les spectres d'émission donnés sur la Figure 6.32 correspondent au cas d'une flamme à partir d'un écoulement turbulent de 4% d'intensité turbulente. Chaque courbe est associée à une position verticale (localisation d'un micro-thermocouple) sur la plaque métallique, soit 100, 140, 180, 220 mm du brûleur. Les spectres sont très proches dans leur forme générale et sont positionnés de telle sorte que le niveau de luminance le plus faible correspond à la position 100 mm (thermocouple #1) et le plus important à 220 mm (thermocouple #4). La Figure 6.32(b) propose un zoom sur le domaine spectral allant de 2500 à 3000 cm^{-1}, elle montre notamment la relation d'ordre qu'il existe en ces différents spectres. Cette zone spectrale ne contient pas de pic d'émission ou d'absorption des espèces gazeuses et offre donc une information importante qui lie ce niveau d'émission à la température de la plaque métallique. L'analyse des résultats tend à montrer que plus l'on s'éloigne du brûleur et plus la température de la plaque augmente. Cette remarque est en parfait accord avec les observations faites à partir de la Figure 6.31(c).

Les spectres d'émission, présentés sur la Figure 6.32, ont ensuite été utilisés pour estimer la température de la plaque métallique. L'étude s'est uniquement appuyées sur les résultats définis sur le domaine spectral allant de 2500 à 2700 cm^{-1} (contribution seule de la plaque arrière). Les données ont été considérées avec une résolution spectrale de 4 cm^{-1}. La température de la paroi, T_{paroi}, a été déterminée en tentant d'identifier par moindres carrés, les données expérimentales au modèle suivant :

$$L_\nu = \epsilon_\nu L_\nu^0 \left(T_{\text{paroi}}\right) + \left(1 - \epsilon_\nu\right) L_\nu^0 \left(T_{\text{ambiant}}\right) \tag{6.24}$$

où ϵ_ν est l'émissivité spectrale de la plaque métallique, T_{paroi} est la température du milieu ambiant (ici assimilé à 20°C) et L_ν^0 est la luminance du corps noir au nombre d'onde ν.

Le Tableau 6.2 donne la comparaison entre les températures de parois obtenues par les spectres d'émission, les images infrarouges et les micro-thermocouples. Les températures qui ont été rele-

	Laminaire			Turbulent 4%			Turbulent 8%		
	Caméra	Spectro	μTC	Caméra	Spectro	μTC	Caméra	Spectro	μTC
T#1	480	478	444	425	425	418	479	464	463
T#2	514	503	475	450	449	447	518	499	500
T#3	528	513	489	466	464	459	536	517	517
T#4	553	538	510	476	476	476	557	538	544

TABLE 6.2 – Températures de paroi estimées par les différents moyens expérimentaux : caméra multispectrale (Caméra), spectromètre à transformée de Fourier (Spectro) et micro-thermocouples (μTC)

vées sont toutes dans une gamme entre 400 et 550 K. Des écarts apparaissent entre les différentes estimations sur le cas d'un écoulement laminaire (jusqu'à 40 K au maximum), mais les prédictions de température semblent être en meilleur accord (jusqu'à 19 K au maximum) pour les écoulements turbulents.

Ces études nous ont permis de mieux cerner les contributions radiatives de différents éléments constituant les flammes que sont le dioxyde de carbone, la vapeur d'eau, les suies et éventuellement tout élément à haute température se trouvant à l'arrière des flammes qui peut émettre du rayonnement thermique. Nous avons notamment montré que ces éléments peuvent jouer des rôles différents en fonction du type de flammes rencontrées : (i) flamme de diffusion, (ii) flamme de prémélange, (iii) flamme optiquement épaisse / flamme optiquement mince. Enfin, grâce aux expériences menées sur des flammes de brûleurs, nous avons démontré qu'il était possible, à partir des spectres d'émission, d'estimer la température de la plaque métallique située à l'arrière de la flamme, si l'on considérait le bon domaine spectral (hors des pics d'émission et d'absorption des différentes espèces gazeuses). Par contre, en dehors de la zone 2500 - 2700 cm^{-1}, ces spectres d'émission sont, encore, très riches en informations concernant les différents composants gazeux qui constituent la flamme. C'est pourquoi, la prochaine section s'attachera à développer une approche utilisant des techniques d'optimisation qui permettent de quantifier les caractéristiques physiques d'une flamme : les fractions volumiques des différentes espèces gazeuses, la température de flamme, la concentration en suies et, éventuellement, l'épaisseur du front de flammes.

6.3.2 Identification des grandeurs physiques caractérisant une flamme

Forts des résultats expérimentaux discutés plus haut, nous avons entrepris l'analyse approfondie de ces différents spectres d'émission afin de quantifier, via des techniques d'identification de paramètres, les fractions volumiques et les températures des éléments qui constituent la flamme.

Le rayonnement spectral reçu par la caméra multispectrale et/ou le spectromètre est issu d'un milieu semi-transparent, capable d'émettre et d'absorber le rayonnement [10]. Pour ce genre de milieu, l'équation du transfert radiatif [11] permet de connaître l'évolution de la luminance spectrale selon l'abscisse curviligne s,

$$\frac{\partial L_\nu}{\partial s}\left(s,\vec{\Omega}\right) = -\kappa_\nu L_\nu\left(s,\vec{\Omega}\right) + \kappa_\nu L_\nu^0\left(T\left(s\right)\right) \tag{6.25}$$

où $L_\nu^0\left(T\right)$ correspond à la luminance du corps noir au nombre d'onde ν et à la température T. κ_ν est le coefficient spectral d'absorption du milieu étudié.

10. Cette hypothèse sera discutée plus loin au sein de ce document.
11. M.F. Modest, Radiative Heat Transfer, 2nd edition, Academic Press, New York, 2003.

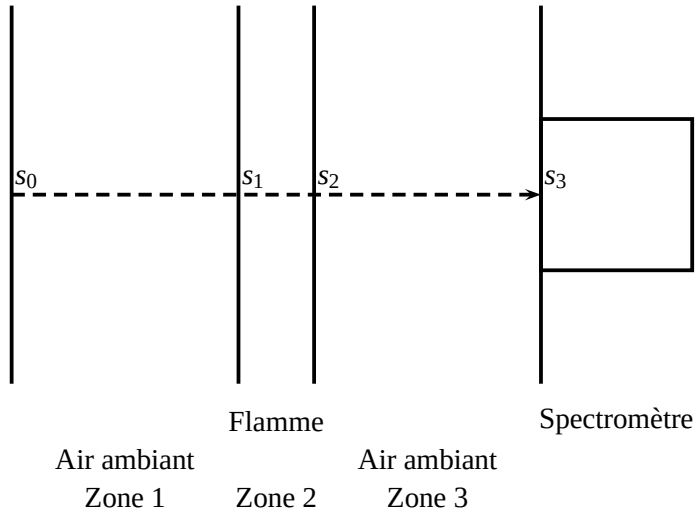


FIGURE 6.33 – Représentation du milieu étudié pour reconstruire la luminance spectrale reçue par le spectromètre

Pour les expériences qui ont été menées sur les flammes de végétation, le milieu étudié peut être schématisé sous la forme d'un ensemble monodimensionnel composé de 3 couches successives : (i) une couche d'air à température ambiante (située en arrière de la flamme), (ii) une zone de flammes et (iii) une couche d'air à température ambiante (zone séparant la flamme et le spectromètre). Le dioxyde de carbone ainsi que la vapeur d'eau sont présents dans chacune de ces zones. La zone de flamme contient en plus des particules de suies. Une représentation simplifiée du milieu étudié est donnée sur la Figure 6.33. La luminance spectrale reçue par le spectromètre est alors la combinaison des phénomènes d'émission et d'absorption des différents éléments participant au rayonnement de ces trois zones.

Au passage de l'une de ces zones, la luminance spectrale évolue de la manière suivante,

$$L_\nu(s_i) = \left(1 - e^{-\kappa_\nu^i l_i}\right) L_\nu^0(T_i) + e^{-\kappa_\nu^i l_i} L_\nu(s_{i-1}) \tag{6.26}$$

où l_i est l'épaisseur de la zone i, T_i sa température et κ_ν^i son coefficient d'absorption au nombre d'onde ν. On supposera ici que $L_\nu(s_0) = 0$ en s'assurant que la Zone 1 est assez "grande" pour parfaitement représenter le rayonnement émis par le milieu ambiant. Une expression alternative donne également l'évolution de la luminance spectrale à partir des transmittivités spectrales de chacune des zones :

$$L_\nu(s_i) = \left(1 - \tau_\nu^i\right) L_\nu^0(T_i) + \tau_\nu^i L_\nu(s_{i-1}) \tag{6.27}$$

où τ_ν^i est la transmissivité spectrale de la zone i. Dans le cas d'un milieu regroupant plusieurs éléments pouvant interagir avec le rayonnement thermique, le coefficient d'absorption spectral de la zone i correspond à la somme des coefficients d'absorption des différents composants pour le même nombre d'onde,

$$\kappa_\nu^i = \sum_{k}^{\text{Tous les composants}} \kappa_{(\nu,k)}^i \tag{6.28}$$

Ce qui revient pour les transmissivités spectrales à les multiplier entre elles,

$$\tau_\nu^i = \prod_{k}^{\text{Tous les composants}} \tau_{(\nu,k)}^i \tag{6.29}$$

Les deux relations précédentes supposent que les contributions des différents éléments interagissant avec le rayonnement thermique soient indépendantes les unes des autres.

Pour modéliser la contribution des gaz, du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau, nous avons opté dans un premier temps pour le modèle SNB (Statistical Narrow Band) de Malkmus [12]. Ce modèle est très largement utilisé pour modéliser la contribution des espèces gazeuses, car il offre un bon compromis entre le niveau de précision des résultats et le temps nécessaire pour les obtenir. Le modèle SNB découpe le domaine infrarouge en un certain nombre de bandes spectrales, à l'intérieur desquelles la fonction de Planck peut être considérée comme constante. L'approche de Malkmus donne alors une transmissivité spectrale pour une couche homogène et isotherme pour un gaz donné (compte tenu d'une fraction volumique, d'une pression totale et d'une épaisseur pour la couche considérée). Le modèle SNB nécessite de connaître pour chaque bande spectrale considérée, un certain nombre de paramètres, δ, k et γ qui sont respectivement la distance moyenne entre deux raies successives, la valeur moyenne du coefficient d'absorption (sous l'hypothèse d'un milieu optiquement mince) et la demi-largeur de raie moyenne Lorentzienne. Ces paramètres sont obtenus à partir de données issues du modèle Raie-par-Raie (RPR ou LBL pour Line-by-Line en anglais). L'ensemble des relations permettant d'estimer la transmissivité spectrale à partir de ces paramètres, est développé dans [R.I. 20]. Ce travail est le fruit d'une collaboration entre l'IUSTI de Marseille et le LEMTA, dans le cadre de la thèse de Yann Billaud.

La base de données qui a été utilisée pour mettre en place, ici, le modèle SNB est celle développée par Soufiani et Taine [13]. Cette base de données propose une discrétisation spectrale régulière entre 150 et 9300 cm^{-1} d'une résolution de 25 cm^{-1} et pour des valeurs de température allant de 300 à 2900 K par pas de 200 K. Ainsi, c'est un modèle basé sur 367 bandes qui est ici utilisé pour prendre en compte la contribution, du monoxyde de carbone, du dioxyde de carbone et de la vapeur d'eau.

Les particules de suies, se présentant sous la forme d'agrégats dont la taille peut aller de 0,08 à 0,1 μm, sont en général supposées être en équilibre thermique avec leur milieu environnant et émettent du rayonnement selon un spectre continu sur l'ensemble du domaine infrarouge. Pour de si petites particules, la théorie de Mie montre que le phénomène de diffusion est pratiquement négligeable devant le mécanisme d'absorption du rayonnement thermique [14], ce qui justifie qu'une flamme est un milieu purement absorbant et émettant d'un point de vue radiatif. Le coefficient spectral d'absorption des suies peut s'écrire sous la forme [15],

$$\kappa_\nu = C\ f_v\ \nu^\alpha \tag{6.30}$$

Pour cette étude, nous avons choisi d'utiliser les paramètres C et α proposés par Solovjov et Webb [16] qui valent respectivement 5,5 et 1, où κ_ν et ν sont tous les deux exprimés dans les mêmes unités, soit des m^{-1} soit des cm^{-1}.

12. W. Malkmus, Random lorentz band model with exponential-tailed S^{-1} line-intensity distribution function, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 57, pp. 323-329, 1967.

13. A. Soufiani et J. Taine. High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow-band model for H_2O, CO_2 and CO and correlated-k moodel for H_2O and CO_2. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 987-991, 1997.

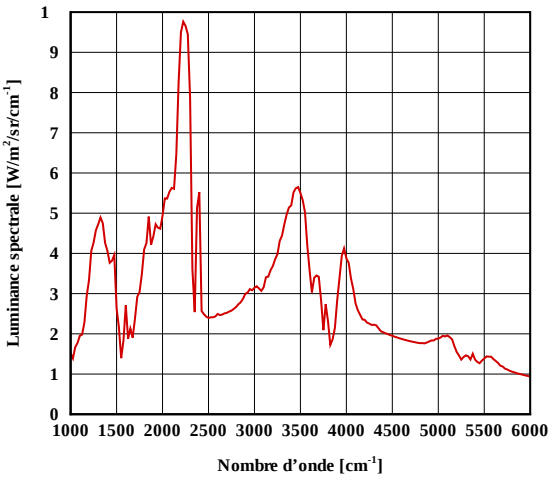
14. R. Siegel et J.R. Howel. Thermal radiation heat transfer, 3rd edition. Taylor and Francis, Washington DC, 1992.

15. M.F. Modest, Radiative Heat Transfer, 2nd edition, Academic Press, New York, 2003.

16. V.P. Solovjov et B.W. Webb. An efficient method for modeling of radiative transfer in multicoponent gas mixtures with soot particles. *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 123, pp. 450-457, 2001.

Eléments / Zones	#2	#3
H_2O [m^3/m^3]	0,2	0,014
CO_2 [m^3/m^3]	0,05	2,958 10^{-4}
CO [m^3/m^3]	0,05	0
CH_4 [m^3/m^3]	0	0
O_2 [m^3/m^3]	0,14	0,207
Suies [m^3/m^3]	10^{-7}	0
Température [K]	1200	300
Epaisseur [m]	2	3

(a) Valeurs retenues pour générer le spectre



(b) Spectre d'émission du milieu étudié

FIGURE 6.34 – Exemple de reconstruction d'un spectre généré à partir du modèle SNB

Ainsi, le modèle physique développé permet de reconstruire des spectres d'émission issus des contributions successives de "couches d'air" à des concentrations et à des températures différentes. La Figure 6.34 donne un exemple de génération de spectre d'émission à partir du jeu de données qui est proposé sur la Table en 6.34(a). Nous noterons, ici, que la zone 1 n'a pas été considérée. Sa contribution est à vrai dire négligeable devant l'émission de la zone 2. La zone 3 correspond à un air ambiant à 300 K avec 40% d'humidité relative. Cette zone 3 est importante (comparée à la zone 1), car elle produit les pics d'absorption le long du trajet optique des rayons émis par la flamme. Le spectre d'émission, donné sur la Figure 6.34(b), regroupe l'ensemble des caractéristiques des spectres de flammes qui ont été obtenus expérimentalement et présentés sur les Figures 6.28 par exemple : les effets localisés des pics d'émission et d'absorption des différentes espèces gazeuses et un "fond continu" de luminance correspondant à l'action des suies à haute température.

Afin de déduire, grâce au modèle physique, les fractions volumiques et la température de la flamme à partir d'un spectre d'émission expérimental, il est nécessaire de mettre en place une technique d'optimisation. Cette approche a pour objectif d'identifier le meilleur jeu de paramètres d'entrée qui permettra de reconstruire numériquement via le modèle physique, la meilleure estimation du spectre d'émission expérimental. Pour ce travail, nous avons tout d'abord opté pour une approche basée sur les algorithmes génétiques. Ces algorithmes tentent d'imiter les processus "naturels" d'évolution et de sélection d'une population composée d'individus afin d'obtenir, par générations successives, un individu "idéal". Ces méthodes sont heuristiques, c'est à dire, qu'elles convergent dans leur recherche, mais rien ne garantit que la solution trouvée est bien la solution optimale au problème donné. Ces approches sont très bien adaptées quand la recherche doit s'effectuer sur de très grands espaces de phase. Néanmoins, le principal désavantage des algorithmes génétiques est le nombre de sous-paramètres liés à l'algorithme lui même qui est assez conséquent (environ une dizaine). Le choix des valeurs de ces paramètres a une incidence directe sur l'efficacité de l'algorithme d'optimisation. Il n'y a, malheureusement, que l'expérience du modélisateur / de l'utilisateur, qui permettra de définir le meilleur couple pour ces sous-paramètres.

Le principe général d'un algorithme génétique est le suivant : un jeu possible de paramètres à rechercher correspond à un individu, comme le montre la Figure 6.35. La valeur de chaque paramètre

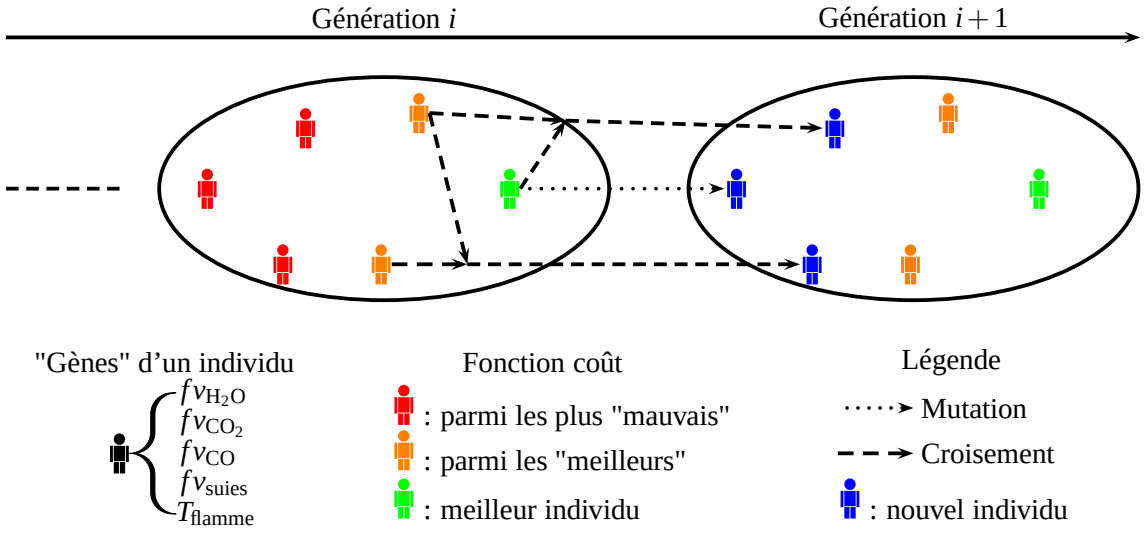


FIGURE 6.35 – Schéma de principe sur le fonctionnement d'un algorithme génétique

est sélectionnée de manière aléatoire sur un domaine de recherche qui est défini au départ. Individuellement, chaque paramètre de l'individu est associé à l'un de ses gênes. On crée alors une population à partir d'un nombre déterminé d'individus. Chaque individu se voit attribuer un "score", au travers d'une fonction coût, qui traduit la vraisemblance du spectre d'émission qui est généré à partir de ses paramètres par rapport au spectre expérimental à reconstruire. Plus ce score est bas et plus l'individu se rapproche de l'individu idéal. Pour cette étude, nous avons imposé la définition de la fonction coût suivante,

$$\mathcal{F} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{point exp}}} \left(L_{\nu,\,i}^{\text{num}} - L_{\nu,\,i}^{\text{exp}} \right)^2}}{\max\left(L_{\nu}^{\text{exp}} \right)} \tag{6.31}$$

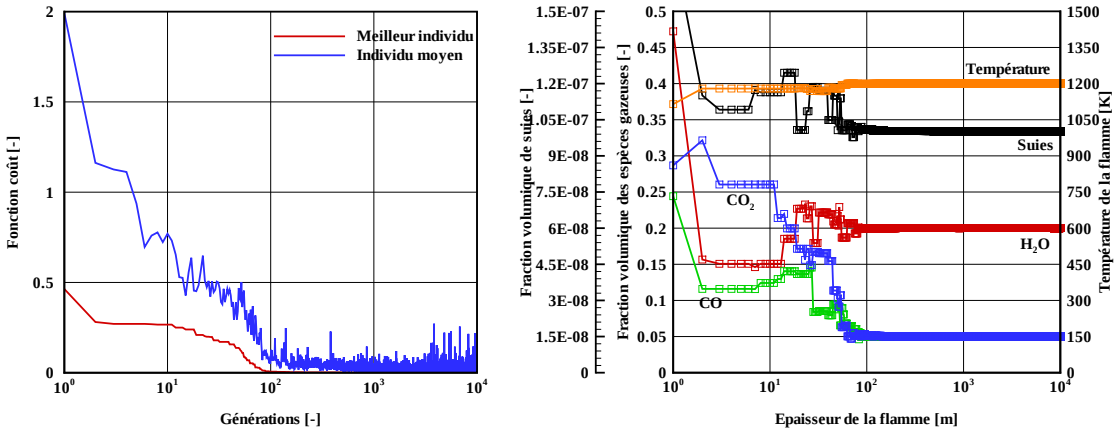
L'indice i correspond au $i$ème nombre d'onde et $N_{\text{point exp}}$ au nombre total de nombres d'onde utilisés pour discrétiser le domaine spectral. Ici, nous avons opté pour le modèle à 367 bandes, proposé par Soufiani et Taine [17].

La modification de la population se fait par la création d'une nouvelle génération d'individus. Cette nouvelle génération est construite à partir des phénomènes de croisement et de mutation de la population de la génération précédente (excepté pour le meilleur individu de la population qui est automatiquement sélectionné). Une représentation schématique du fonctionnement global d'un algorithme génétique est donné sur la Figure 6.35. Le phénomène de croisement consiste à sélectionner deux individus dont les fonctions "coût" sont parmi les plus faibles. De nouveaux individus sont alors créés, pour la prochaine génération, dont les gènes (ou paramètres de recherche) sont tirés aléatoirement sur un domaine limité par les gènes portés par les "parents". Ce processus d'évolution permet à la population de s'améliorer globalement au cours des différentes générations. Le principe de mutation, quant à lui, consiste à conserver un individu d'une génération à une autre, en lui changeant un ou

17. A. Soufiani et J. Taine. High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow-band model for H_2O, CO_2 and CO and correlated-k moodel for H_2O and CO_2. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 987-991, 1997

Propriétés de la flamme	Borne inférieure	Borne supérieure
fv_{H_2O} [-]	0	0.5
fv_{CO_2} [-]	0	0.5
fv_{CO} [-]	0	0.5
fv_{suies} [-]	10^{-8}	10^{-6}
T_{flamme} [K]	600	2000

TABLE 6.3 – Espace de phase utilisé pour la recherche des propriétés des flammes



(a) Evolution de la fonction coût au cours de différentes générations

(b) Evolution des paramètres du meilleur individu au cours des différentes générations

FIGURE 6.36 – Résultats de calibration de l'algorithme génétique sur un spectre d'émission de flamme parfaitement connu

plusieurs "gènes" (un ou plusieurs paramètres de recherche). Ces nouveaux paramètres sont alors tirés aléatoirement dans l'espace de recherche. Ce phénomène de mutation permet de s'assurer de ne pas converger uniquement vers un minimum local mais de maintenir une vaste exploration du domaine de recherche. L'algorithme génétique qui a été utilisé pour cette étude est très largement détaillé dans [R.I. 20].

Dans un premier temps, un test de calibration est proposé afin d'illustrer le principe de recherche d'un algorithme génétique. Pour cela, un "faux" spectre expérimental (spectra académique) a été généré en utilisant notre modèle de rayonnement de façon directe, sur la base des propriétés données sur la Figure 6.34. Ce spectre est ensuite utilisé comme s'il s'agissait de données expérimentales. Au cours de l'exercice d'optimisation, seules les fractions volumiques du dioxyde de carbone, du monoxyde de carbone, de la vapeur d'eau et des suies, ainsi que la température de la flamme sont recherchées. L'espace des phases sur lequel ces grandeurs sont recherchées est donné sur la Table 6.3. Les autres propriétés sont considérées connues telles qu'elle sont définies sur la table de la Figure 6.34.

L'algorithme génétique est, ici, activé sur 10 000 générations. La Figure 6.36(a) donne l'évolution au cours des différentes générations de la fonction coût du meilleur individu d'une population de 200 individus, ainsi que la fonction coût moyenne de la population. Les résultats montrent qu'à partir de 100 générations, l'individu "idéal" semble être déjà identifié. La fonction coût du meilleur individu est, ici, de 3,02 10^{-3}. La Figure 6.36(a) montre également l'évolution de la valeur moyenne de la

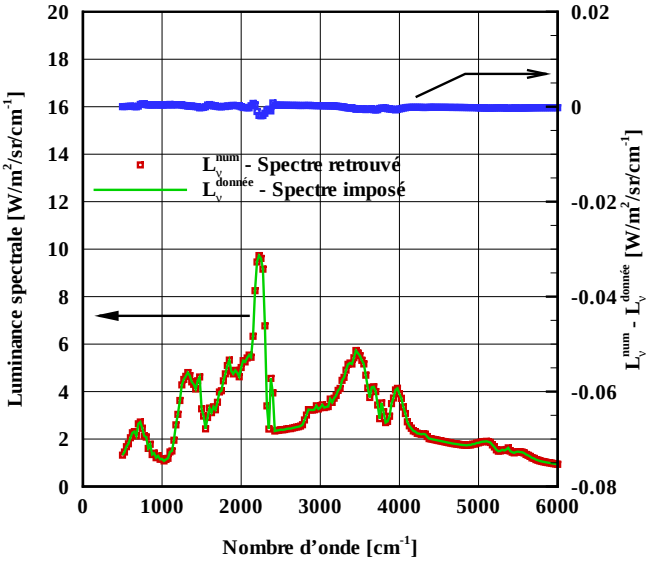


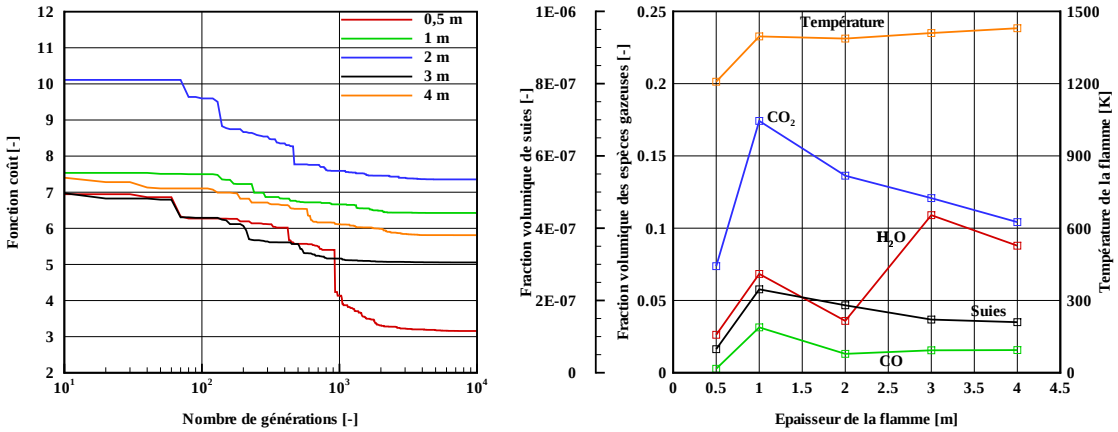
FIGURE 6.37 – Comparaison entre les spectres imposé et reconstruit

fonction coût qui tend à diminuer. Ce comportement montre que l'ensemble de la population tend à se centrer autour de l'individu idéal. Cependant, un certain "bruit" est observable entre 100 et 10 000 générations, qui est dû au phénomène de mutation, qui maintient quelques individus "éloignés" de l'individu idéal pour poursuivre l'exploration de l'espace de recherche.

La Figure 6.36(b) donne les évolutions du meilleur couple de paramètres qui est trouvé par l'algorithme génétique. On observe que l'algorithme d'optimisation a parfaitement identifié les paramètres qui avaient été imposés pour générer le "faux" spectre d'émission. Ici, encore, la Figure 6.36(b) démontre que 100 générations sont nécessaires pour identifier l'individu idéal.

La Figure 6.37 propose une comparaison sur la qualité de reconstruction du spectre d'émission à partir des paramètres trouvés par l'algorithme génétique. L'évolution de l'erreur de reconstruction en fonction du nombre d'onde montre que la valeur de la fonction coût de l'individu idéal est essentiellement imputable au pic d'émission du CO_2. On pourrait s'étonner que l'algorithme génétique ne soit pas capable de retrouver fidèlement ce pic d'émission. Cependant, la définition même de la fonction coût, donnée à l'Equation (6.31), pénalise l'identification des fractions volumiques du dioxyde et du monoxyde de carbone. En effet, les contributions radiatives de ces gaz ne sont observables qu'à partir de quelques bandes spectrales sur les 367 que compte le modèle. L'expression de la fonction coût qui somme les écarts des luminances spectrales sur l'ensemble du spectre, minimise alors les écarts observés sur les pics CO / CO_2.

Le processus d'identification de paramètres a ensuite été appliqué pour rechercher les propriétés de flammes optiquement épaisses. Les spectres d'émission, présentés sur la Figure 6.28(a) ont été utilisés pour réaliser ces essais. Comme, les données expérimentales sont fournies avec une résolution de 4 cm^{-1}, les spectres expérimentaux ont été moyennés sur la base de la discrétisation spectrale du modèle SNB avec une discrétisation spectrale de 25 cm^{-1}. On recherche à nouveau l'ensemble des fractions volumiques en espèces gazeuses et en suie, ainsi que les températures. L'épaisseur de la flamme est supposée connue car elle a été imposée expérimentalement. L'espace de phase, utilisé pour effectuer l'identification des paramètres inconnus, est celui donné par la Table 6.3.



(a) Evolution des fonctions coûts pour les différentes flammes

(b) Evolution des paramètres identifiés en fonction de l'épaisseur de la flamme

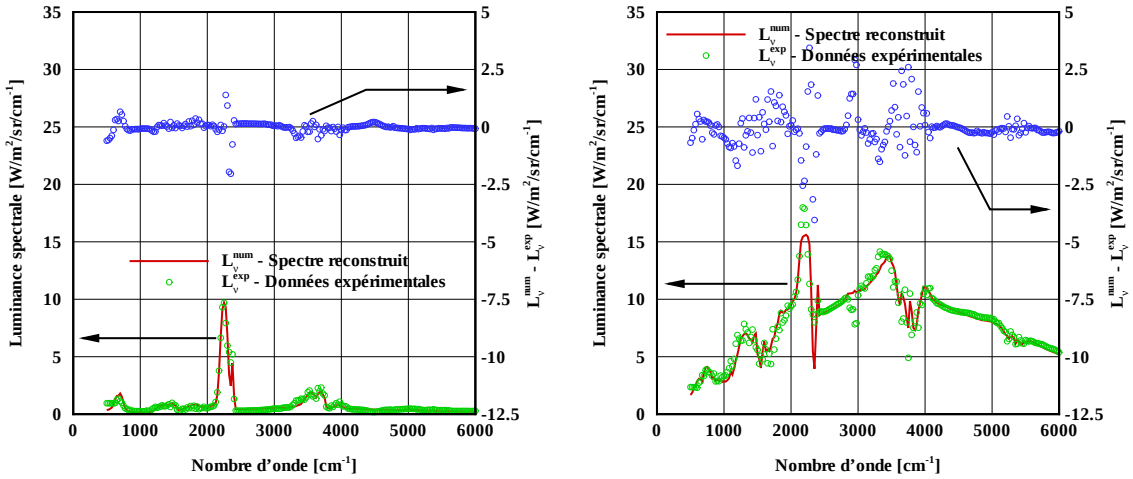
FIGURE 6.38 – Résultats sur l'identification des propriétés de flammes pour différentes épaisseurs

La Figure 6.38(a) donne les évolutions des fonctions coûts pour chaque configuration de flamme. Ces résultats montrent qu'il est nécessaire de considérer au moins 1000 générations pour obtenir des valeurs de paramètre identifié, quasiment convergées. Ici, les fonctions coûts sont supérieures à 3, alors que, sur le cas "académique" présenté précédemment, la fonction coût avait atteint la valeur de 3,02 10^{-3}. Ces écarts sont imputables uniquement à l'utilisation de spectres expérimentaux qui contiennent nécessairement, une certaine quantité de bruit : bruit de mesure, instabilités des propriétés de la flamme au cours du temps, inhomogénéité spatiale ... L'identification qui offre la meilleure qualité porte sur la flamme de 50 cm d'épaisseur, et le cas le plus contraignant correspond à une flamme de 2 m.

Les jeux de paramètres identifiés sont donnés sur la Figure 6.36(b) en fonction de l'épaisseur de la flamme. La température de flamme évolue très peu, autour de 1400 K, et cette valeur est déjà atteinte à partir d'une épaisseur de 1 m. Les fractions volumiques des différentes espèces gazeuses sont en accord avec les valeurs auxquelles nous devrions nous attendre, avec notamment, une fraction volumique de CO_2 supérieure à celle du CO. Le domaine de variabilité est relativement faible, estimé à 10 % en fraction volumique. Par contre, leurs évolutions en fonction de l'épaisseur de la flamme ne sont pas monotones, ce qui révèle très certainement un manque de fiabilité / précision de la part des spectres expérimentaux. La fraction volumique des suies, quant à elle, varie entre 0,6 et 2,23 10^{-7}. Cette observation démontre, que c'est essentiellement l'épaisseur de la flamme qui contribue à la rendre optiquement épaisse, et non la fraction volumique des suies qui augmentent quand l'épaisseur de la flamme varie.

La Figure 6.39 propose deux reconstructions de spectre d'émission de flamme, l'un pour 50 cm d'épaisseur (Cf. Figure 6.39(a)) et l'autre pour 4 m d'épaisseur (Cf. Figure 6.39(b)). En dépit de fonctions coûts qui peuvent atteindre des valeurs assez importantes, 3,1 pour 50 cm d'épaisseur et 5,8 pour 5 m d'épaisseur, les spectres reconstruits sont en assez bon accord avec les données expérimentales. Les écarts les plus importants sont observés en particulier sur les pics d'émission / d'absorption du CO_2/CO et de H_2O. Ces différences sont inférieures à 2,5 W/m^2/sr/cm^{-1} pour une flamme de 50 cm d'épaisseur et peuvent atteindre 5 W/m^2/sr/cm^{-1} pour une flamme de 4 m d'épaisseur. Les écarts observés sont principalement imputables à :

- à l'une des hypothèses utilisée par le modèle SNB qui n'est plus valide pour des épaisseurs



(a) Epaisseur de 50 cm

(b) Epaisseur de 4 m

FIGURE 6.39 – Résultats la reconstruction de spectres d'émission pour différentes épaisseurs de flammes

importantes : l'hypothèse selon laquelle les fractions volumiques des espèces gazeuses et la température de flammes sont des propriétés homogènes sur toute l'épaisseur de la flamme est sans doute remise en cause, ce qui peut expliquer une part des erreurs qui sont observées ;

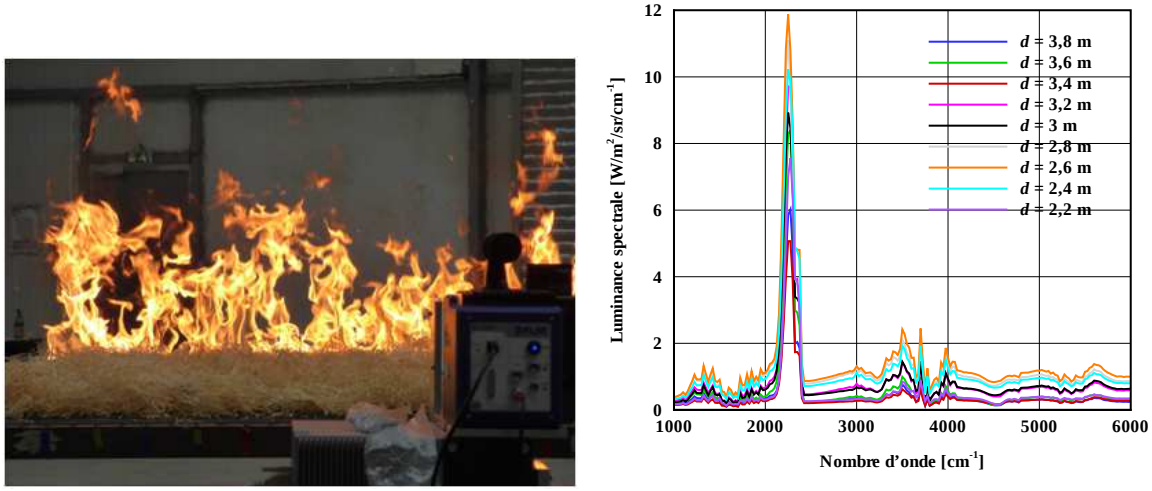
- des problèmes de surcorrélation entre l'émission de rayonnement de la part des gaz chauds et l'absorption par des gaz frais qui peuvent également introduire une certaine source d'erreur au niveau des résultats (ce phénomène de surcorrélation est l'une des contraintes bien connues du modèle SNB) ;
- la différence de discrétisation spectrale entre les données expérimentales (4 cm^{-1}) et les propriétés du modèle SNB (25 cm^{-1}) : l'utilisation de spectres expérimentaux moyennés sur des bandes spectrales de 25 cm^{-1} constitue très certainement une perte d'informations pour ces données expérimentales.

Ces deux derniers points peuvent, *apriori*, être corrigés en utilisant une méthode encore plus fine pour prendre en compte les contributions des gaz au transfert radiatif : le modèle Raie-par-Raie (ou Line-by-Line en anglais). Cette approche modélise fidèlement les vibrations et les rotations des molécules qui participent au transfert de chaleur par rayonnement et les émissions de photons associées aux niveaux de transition correspondant. Afin de pallier les approximations qui sont faites par le modèle SNB, nous avons mis en œuvre le modèle RPR pour le coupler à l'algorithme d'identification de paramètres. Cette approche spectrale est basée sur les bases de données fournies à haute résolution, HITRAN [18] et HITTEMP [19].

Ce nouveau modèle a été testé sur des expériences complémentaires réalisées au LEMTA sur des feux de végétation. Le combustible est ici de la frisure de bois disposée sur des tables métalliques de

18. L.S. Rothman, C.P. Rinsland, A. Goldman, S.T. Massie, D.P. Edwards, J.M. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana, J.Y. Mandin, J. Schroeder, A. Mccann, R.R. Gamache, R.B. Wattson, K. Yoshino, K.V. Chance, K.W. Jucks, L.R. Brown, V. Nemtchinov, P. Varanasi. The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstation), *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 60, pp. 665-710, 1998.

19. L.S. Rothman, R.B. Wattson, R.R. Gamache, J. Schroeder, A. McCann. HITRAN, HAWKS and HITEMP High-temperature molecular database, *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, Vol. 2471, pp. 105-111, 1995.



(a) Dispositif expérimental

(b) Spectre d'émission en fonction de la position du front de flammes

FIGURE 6.40 – Expériences réalisées sur un front de flammes qui se propage

2 m de large et 2 m de long. Le spectromètre est positionné à 2 m de la végétation, comme le montre la Figure 6.40(a). La charge de végétation a été fixée à 500 g/m^2. L'ensemble des détails relatif à ces expériences est donné dans [C.I. 29]. Les spectres d'émission mesurés par le spectromètre ont été corrélés à la position du front de flammes qui évolue en fonction du temps. La Figure 6.40(b) regroupe l'ensemble de ces données. La variable d exprime la distance séparant le spectromètre du front de flammes. Les spectres dont les niveaux globaux sont les plus faibles, correspondent aux phases de début et de fin de la propagation, là où le front de flammes n'est pas stationnaire : le taux de production de suies et la température de la flamme ne sont pas à leur maximum. Ensuite, on observe que, plus le front de flammes se rapproche du spectromètre, plus la luminance spectrale liée au pic CO_2 est importante (pour atteindre un maximum à d = 2,6 m). Ce niveau assez élevé est très certainement dû à la combinaison de l'émission du CO_2 chaud contenu à l'intérieur de la flamme, associée à celle du CO_2 à plus basse température à l'arrière de la flamme qui provient de la combustion braisante des résidus de frisure de bois.

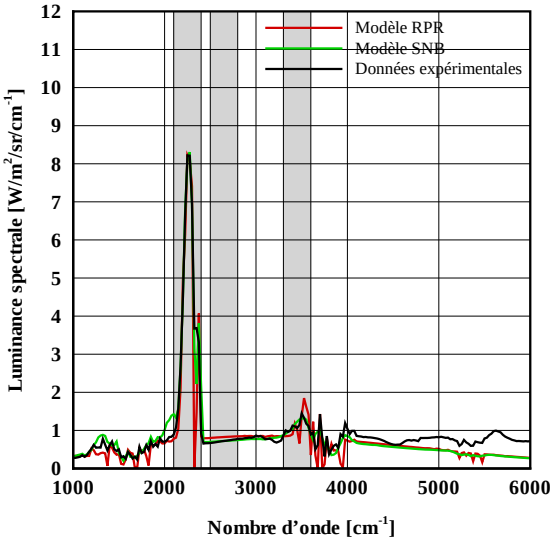
En termes de résultats, nous présentons ici le fruit de l'identification de paramètres basée sur l'analyse du spectre d'émission pour une distance d valant 2,8 m. Comme le temps nécessaire pour calculer une luminance spectrale, via le modèle RPR, est très important (environ 10 minutes), un calcul complet de spectre sur le domaine spectral allant de 1000 à 6000 cm^{-1} est illusoire. Afin de proposer une intercomparaison entre les résultats issus des modèles SNB et RPR, nous avons limité le domaine spectral à uniquement 3 bandes sur lesquelles les algorithmes d'optimisation ont pu travailler pour identifier les paramètres de la flamme. Cette restriction du domaine spectral permet de mener des calculs avec le modèle RPR sur des temps de simulation "convenables" (de l'ordre de quelques jours). Nous nous sommes alors limités aux zones :

- 2100 - 2400 cm^{-1} pour les pics d'émission de CO_2 et CO ;
- 2500 - 2800 cm^{-1} pour la contribution des suies ;
- 3300 - 3600 cm^{-1} pour les pics d'émission de H_2O.

De plus, les résultats expérimentaux d'une résolution de 4 cm $^{-1}$ sont encore moyennés sur des bandes de 25 cm^{-1} pour le modèle SNB. Pour l'approche RPR, nous utilisons directement les valeurs

Eléments	Borne inf.	Borne sup.
H_2O [m^3/m^3]	0	0,3
CO_2 [m^3/m^3]	0	0,3
CO [m^3/m^3]	0	0,3
Suies [m^3/m^3]	10^{-8}	10^{-5}
Température [K]	600	1400
Epaisseur [cm]	0,1	400

(a) Domaine de recherche



(b) Spectre d'émission pour la configuration d = 2,8 m

FIGURE 6.41 – Exemple de reconstruction d'un spectre généré à partir des modèles SNB / LBL

de luminance spectrale fournie par le spectromètre aux centres de ces mêmes bandes.

Notre modèle de reconstruction de spectre, utilisant une discrétisation spectrale de 25 cm^{-1}, considère au total 39 valeurs discrètes de nombres d'onde. Pour ces essais, l'algorithme d'optimisation tente d'identifier la température de flamme, les fractions volumiques de CO_2 / CO / H_2O et des suies, ainsi que l'épaisseur du front de flammes. Les différents domaines de recherche sont donnés dans la Table 6.41(a). Les résultats issus de l'algorithme d'identification sont donnés sur la Table 6.4. La comparaison des résultats obtenus par le modèle SNB et le modèle RPR montrent tout d'abord que la fonction coût $\mathcal{F}$ est bien plus faible avec le modèle SNB qu'avec le modèle plus fin du RPR. Bien que les estimations des températures de flamme sont assez proches (20 K d'écart), les fractions volumiques sont vraiment très dispersées : les fractions volumiques de la vapeur d'eau sont dans un rapport de 1 à 5, alors que celles du CO_2 sont dans un rapport de 1 à 2. De plus, les épaisseurs de flammes estimées sont très différentes 14 cm pour le modèle SNB contre 9,6 cm pour le modèle RPR. Néanmoins, les reconstructions de spectres proposées sur la Figure 6.41(b) montrent un assez bon accord avec le spectre mesuré expérimentalement (pour cette représentation graphique, le modèle RPR a été appliqué sur l'ensemble du domaine spectral en utilisant les paramètres définis dans la Table 6.4).

Ces derniers essais montrent clairement un paradoxe : l'approche RPR, qui est considérée comme la technique de référence pour modéliser la contribution radiative des espèces gazeuses, donne de moins bons résultats que ceux obtenus par le modèle SNB. Néanmoins, ces propos doivent être nuancés. En effet, les données utilisées par le modèle RPR, sont issues du spectromètre et ne sont sans doute pas des valeurs discrètes mais également des grandeurs qui ont été moyennées sur quelques cm^{-1} Il faudrait de la même façon moyenner les résultats du modèle RPR en introduisant en outre des caractéristiques associées à la fonction d'appareil. La résolution spectrale associée au modèle RPR est d'une certaine façon trop fine. Cela explique en partie pourquoi les résultats proposés par le modèle RPR sont éloignés de ceux obtenus par le modèle SNB. Ainsi, pour la suite des travaux portant sur l'identification de paramètres de flammes, nous avons poursuivi avec le modèle SNB en y apportant quelques améliorations.

Modèle	T_{flamme}	fv_{H_2O}	fv_{CO_2}	fv_{CO}	fv_{Suies}	e_{flamme}	$\mathcal{F}$
SNB	1157	0,112	0,135	0,052	4,30 10^{-7}	14,1	5,9
RPR	1133	0,025	0,259	0,000	7,87 10^{-7}	9,6	21,4

TABLE 6.4 – Estimation des paramètres après identification

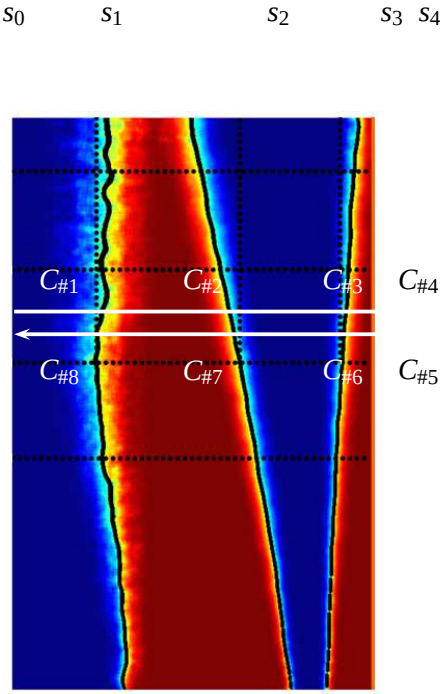


FIGURE 6.42 – Expérimentations menées sur une flamme de prémélange

Dans le cadre de notre collaboration avec le CETHIL de Lyon sur l'émission spectrale de flammes de brûleur, nous avons appliqué de nouveau notre technique d'identification de propriétés de flammes aux mesures ecpérimentales présentées sur les Figures 6.30 et 6.32. Cependant, pour ces travaux, nous avons modifié la base de données que nous utilisions pour le modèle SNB, pour la remplacer par une nouvelle approche proposée par le CETHIL de Lyon [20]. De plus, les problèmes liés aux inhomogénités en terme de concentration des différentes couches gazeuses sont partiellement traités par la mise en place de l'approximation de Curtis-Godson [21]. Cependant, cette approche ne corrige en rien le problème de surcorréaltion lié à la prise en compte de couches non isothermes.

Ce nouveau modèle a été testé sur les spectres d'émission obtenus à partir de flammes générées par la combustion du méthane sur le banc d'essais du CETHIL (Cf. Figure 6.32(a)). Pour ces essais, la modélisation du rayonnement mesuré par le spectromètre change légérement compte tenu de la

20. F. André, L. Hou, M. Roger and R. Vaillon. The multispectral gas radiation modeling : a new theoretical framework based on a multidimensional approach to k-distribution methods. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 147, pp. 178-195, 2014.

21. S.J. Young. Nonisothermal band model theory. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 18, pp. 1-28, 1977.

spécificité de l'expérience. La flamme est constituée de plusieurs couches différentes et la plaque "d'accrochage" en arrière plan émet et réfléchit du rayonnement. Ce sont alors 4 couches gazeuses qui sont ici considérées (ces différentes zones sont observables sur les Figures 6.29(d) et 6.42) :

- Couche #1 : air ambiant, séparant le spectromètre et la "zone de flamme" (entre s_0 et s_1) ;
- Couche #2 : une première zone à faible température d'un mélange méthane - air provenant du brûleur (entre s_1 et s_2) ;
- Couche #3 : couche à haute température contenant les produits de combustion (entre s_2 et s_3) ;
- Couche #4 : une seconde zone à faible température d'un mélange méthane - air provenant du brûleur (entre s_3 et s_4).

En considérant le pouvoir de réflexion de la paroi (à droite de la Figure 6.42, en s_4), le rayonnement émis par les couches #1 à #4 est partiellement renvoyé par la paroi et est de nouveau atténué par les différentes couches gazeuses. Au final, 8 couches gazeuses sont considérées pour cette configuration, 4 réellement présentes et 4 couches "virtuelles". La luminance spectrale mesurée par le spectromètre peut être considérée comme la contribution successive de ces 8 couches gazeuses en prenant en compte, les phénomènes d'émission, d'absorption et de réflexion du rayonnement. Cette luminance spectrale peut alors s'exprimer sous la forme suivante,

$$\begin{aligned} L_\nu(s) = \quad & \textstyle\sum_{j=5}^{j=8} \left(\tau_\nu(s_j, s) - \tau_\nu(s_{j-1}, s)\right) L_\nu^0(T_j) \\ & + \rho \left(\textstyle\sum_{j=1}^{j=4} \left(\tau_\nu(s_j, s) - \tau_\nu(s_{j-1}, s)\right) L_\nu^0(T_j) \right) \\ & + \epsilon_\nu L_\nu^0\left(T_{\text{paroi}}\right) \tau_\nu\left(s_{\text{paroi}}, s\right) \end{aligned} \tag{6.32}$$

Les transmittances spectrales définies ici, sont estimées à partir du nouveau modèle SNB développé en lien avec le CETHIL de Lyon. Hormis les épaisseurs de ces différentes couches obtenues par tomographie laser et les concentrations gazeuses des couches d'air ambiant et de air - méthane qui sont imposées, les autres caractéristiques physiques (concentrations des produits de combustion, température de flamme, température de la paroi) ne sont pas connues. Afin de simplifier le problème à traiter, les Couches #1 et #2 sont combinées en une seule et la Couche #4 a été négligée car l'épaisseur de cette zone est très faible (quelques millimètres) comparée aux épaisseurs des autres couches. Pour ce travail, nous avons opté pour une nouvelle technique d'identification de paramètres, car comme cela a été souligné précédemment, l'utilisation d'un algorithme génétique nécessite de calibrer / d'imposer un certain nombre de paramètres intrinsèques à l'approche elle-même. N'ayant pas nécessairement de sens physique, ces paramètres sont ajustés en fonction de l'expérience de la personne / du modélisateur qui utilise ce genre d'approche.

C'est pour cette raison, que nous avons opté pour une approche du type "essaim particulaire", appelé en anglais PSO pour "Particle Swarm Optimization". Cette technique, "assez" récente, est de plus en plus utilisée comme technique d'optimisation, dont l'identification de paramètres fait partie. Cette approche est très largement décrite et approfondie dans l'ouvrage de Clerc [22], c'est pourquoi, nous ne donnerons ici que le principe général.

Cet algorithme d'optimisation s'appuie une nouvelle fois sur des dynamiques "naturelles" d'évolution (comme pour les algorithmes génétiques). Dans le cadre des techniques dites PSO, c'est le comportement des abeilles ou plutôt la dynamique des essaims d'abeilles qui est imitée. Lorsqu'un essaim est à la recherche de pollen, les abeilles partent depuis leur ruche dans des directions différentes pour scruter leur environnement proche. Au cours de leur exploration, les abeilles échangent entre elles des informations qui permettent de mettre en commun (sous la forme d'un réseau d'informatrices) le fruit de leur recherche. Ainsi, une abeille donnée "fouillera" une zone géographique, qui

22. M. Clerc. Particle Swarm Optimization. ISTE Publishing Company, London, UK, 2006.

prendra en compte sa propre expérience (la meilleure zone qu'elle aura trouvée) mais également des informations que lui aura apporté son groupe d'informatrices (la meilleure zone qu'aura trouvée le groupe).

Ainsi, l'approche PSO consiste à suivre des "abeilles" qui se déplacent au sein de l'espace des phases qui est défini pour l'identification de paramètres. Chaque position d'une abeille correspond à un couple de paramètres. La "qualité" de la zone recherchée est définie une nouvelle fois via l'expression d'une fonction coût,

$$\mathcal{F} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{point exp}}} \left(L_{\nu,\, i}^{\text{num}} - L_{\nu,\, i}^{\text{exp}} \right)^2}}{\max\left(L_{\nu}^{\text{exp}} \right)} \tag{6.33}$$

Une approche Lagrangienne est utilisée pour suivre le déplacement des abeilles au sein de l'espace de recherche. Individuellement, la vitesse de déplacement ($\mathbf{v_p}$) ainsi que la position d'une abeille ($\mathbf{x_p}$) sont définies par les relations suivantes,

$$\begin{cases} \mathbf{v_p}^* = C_1 \mathbf{v_p} + C_{\max} R_1 \left(\mathbf{p_d} - \mathbf{x_d} \right) + C_{\max} R_2 \left(\mathbf{g_d} - \mathbf{x_d} \right) \\ \mathbf{x_p}^* = \mathbf{x_p} + \mathbf{v_p} \end{cases} \tag{6.34}$$

où R_1 et R_2 sont deux variables aléatoires, C_1 et $C_{\max}$ sont les deux seuls paramètres du modèle dont des valeurs "idéales" sont proposées par Clerc [23]. L'équation sur la position de l'abeille suit classiquement la mécanique newtonienne en considérant, ici, un pas de temps implicitement fixé à 1 seconde. L'évolution de la vitesse de déplacement tient compte alors de trois effets :

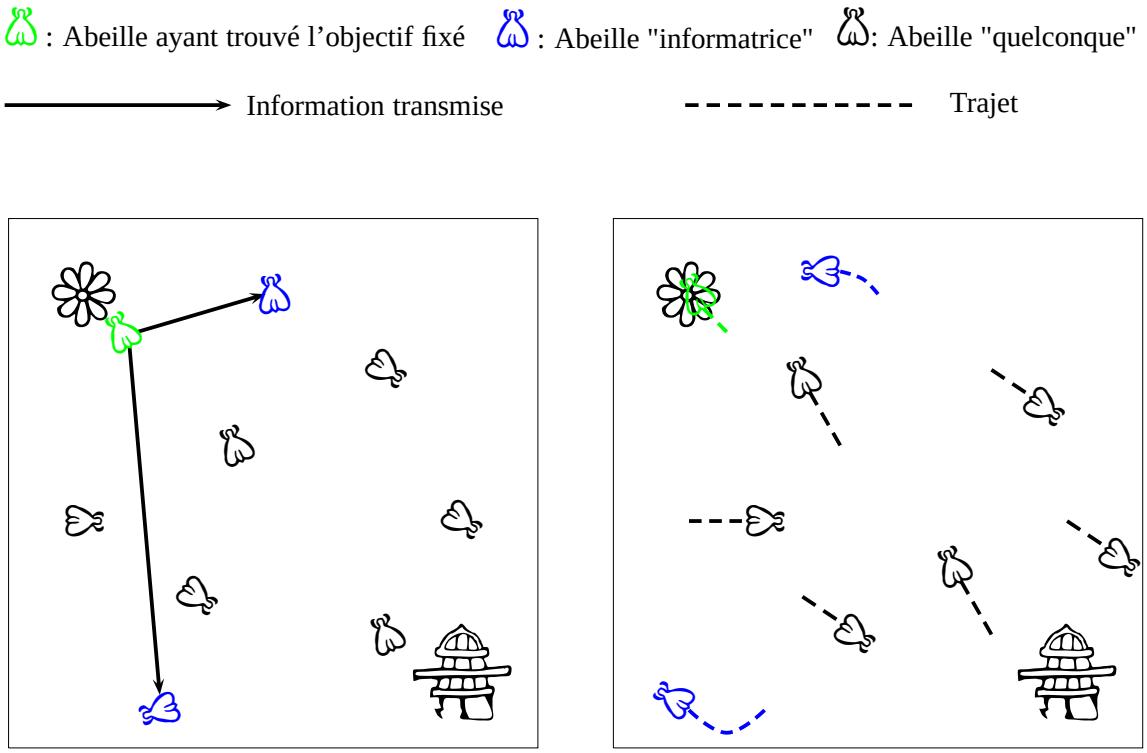
- le terme $C_1 \mathbf{v_p}$ modélise l'inertie de l'abeille dans son déplacement ;
- le terme $C_{\max} R_1 \left(\mathbf{p_d} - \mathbf{x_d} \right)$ tient compte de la meilleure position trouvée ($\mathbf{p_d}$) par l'abeille au cours de ses recherches ;
- le terme $C_{\max} R_2 \left(\mathbf{g_d} - \mathbf{x_d} \right)$ prend en compte la meilleure position trouvée ($\mathbf{g_d}$) par le réseau d'informatrices que possède l'abeille.

Le réseau d'informatrices constitue un élément clé dans ce genre d'approche. Il existe plusieurs modèles de réseaux : centralisé (toutes les abeilles ont accès à la même information), en étoile (une abeille dispose d'informations issues d'un nombre limité de ses congénères), en anneau (une abeille n'a que deux informatrices), ... La Figure 6.43 donne un exemple d'évolution lorsque l'algorithme d'optimisation est itéré. Sur la Figure 6.43, une abeille (ici en vert) possède deux informatrices (ici en bleu). Dès qu'une abeille trouve un endroit intéressant (au sens de l'optimisation), l'information est immédiatement partagée avec ses informatrices (Cf. Figure 6.43(a)). A l'itération suivante, le déplacement des informatrices va prendre en considération cette nouvelle information (Cf. Figure 6.43(b)), en modifiant leur trajectoire afin de les diriger vers ce nouvel objectif. Les autres abeilles, en dehors de ce réseau d'informations, ne modifient en rien leurs déplacements. Pour les résultats qui seront présentés dans le cadre de cette étude, 400 boucles d'itérations sont imposées pour réalisation cette étape d'identification de paramètres.

L'approche PSO a donc été utilisée successivement sur l'ensemble des spectres d'émission obtenus sur les flammes de méthane (brûleur appartenant au CETHIL de Lyon). Au-delà des propriétés physiques de la flamme qui sont estimées, les différentes températures de la paroi "arrière" qui sont identifiés peuvent être comparées aux valeurs relevées par les micro-thermocouples.

Un exemple de résultats issus de l'identification de paramètres est donné sur la Figure 6.44, pour le cas de la position verticale notée T#1 associée un écoulement à 4% d'intensité turbulente (Cf. la section précédente pour plus de précisions, quant à la dénomination de ces caractéristiques). Le

23. M. Clerc. Particle Swarm Optimization. ISTE Publishing Company, London, UK, 2006.



(a) Position des abeilles à l'itération N

(b) Position des abeilles à l'itération $N + 1$

FIGURE 6.43 – Évolution du mouvement des abeilles en fonction des données de leurs informatrices

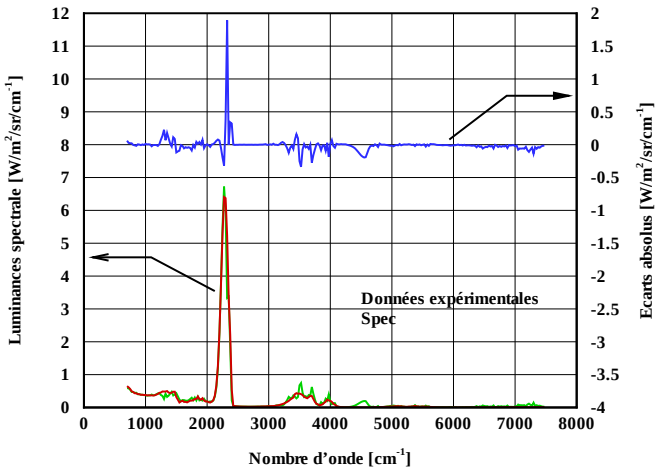


FIGURE 6.44 – Résultats de la reconstruction du spectre d'émission pour la flamme de brûleur - Ecoulement turbulent à 4% d'intensité turbulente - Position T#1

Propriétés	T_{flamme}	fv_{H_20}	fv_{CO_2}	fv_{CO}	T_{paroi}
Valeur moyenne	1617 K	5,3%	3,3%	0,2%	409 K
Incertitude	$\pm$ 41 K	$\pm$ 0,4%	$\pm$ 0,2%	$\pm$ 0,01%	$\pm$ 5 K

TABLE 6.5 – Résultats obtenus à partir de 5 simulations pour le cas de la flamme à 4% d'intensité turbulente à la position T#1

	Laminaire		Turbulent 4%		Turbulent 8%	
	Identification	μTC	Identification	μTC	Identification	μTC
T#1	469	444	409	418	446	463
T#2	492	475	435	447	478	500
T#3	503	489	448	459	495	517
T#4	523	510	459	476	512	544

TABLE 6.6 – Comparaison des températures de paroi estimées par identification et micro-thermocouples (μTC)

résultat de l'identification de paramètres donne une erreur moyenne de l'ordre de 0,01 W/m^2/sr/cm^{-1} et une erreur maximale de 0,2 W/m^2/sr/cm^{-1} (erreur principalement localisée au niveau du pic du CO_2). L'identification de paramètres a été exécutée cinq fois sur ce spectre expérimental d'émission afin d'analyser la sensibilité et la dispersion des résultats produits par l'algorithme d'optimisation. Les valeurs moyennes ainsi que les gammes d'incertitude sont données sur la Table 6.5. La fraction volumique de monoxyde de carbone trouvée est relativement basse, ce qui est probable, car nous avons à faire à une flamme de prémélange. La température de la paroi arrière à 409 K est en bon accord avec la valeur de 418 K, relevée par micro-thermocouples. La température de flamme à 1617 K est quant à elle est très certainement sur-estimée. Cette sur-estimation est liée à un effet couplé de notre modèle physique, qui compense de faible fractions volumiques des différentes espèces gazeuses par une haute température.

La température de la paroi qui se situe à l'arrière de la flamme présente une incertitude beaucoup plus faible que celle de la flamme, de l'ordre de 5 K. Le processus d'identification a donc été exécuté sur chaque spectre expérimental (pour les 3 régimes d'écoulement et pour les 4 positions verticales). Les valeurs identifiées sont rapportées sur la Table 6.6. Nous pouvons observer que les températures identifiées ne sont pas en totale adéquation avec les relevés des micro-thermocouples, et que les résultats fournis sont même de moins bonne qualité que les températures extraites par la caméra multispectrale et par le spectromètre (Cf. section précédente). La difficulté du modèle, à identifier proprement les propriétés des flammes, réside essentiellement dans sa capacité à représenter correctement les pics d'émission des différentes espèces gazeuses (du dioxyde de carbone notamment). En considérant, une nouvelle fois, un effet de compensation sur l'erreur commise sur la représentation du pic CO_2 (à intensité élevée) et l'erreur du fond continu (d'une faible intensité), l'algorithme d'optimisation attribue alors un "bon" score (sur la fonction coût) alors que le jeu de paramètres trouvés n'est pas satisfaisant.

En effet, les erreurs de reconstruction de spectre (liées à la prise en compte du pic CO_2 principalement) sont avant tout liées à notre incapacité à décrire cette émission à haute température, qui est par la suite, partiellement absorbée par les gaz atmosphériques à basse température. C'est pourquoi l'hypothèse de sur-corrélation (par ailleurs clairement mise en défaut par les modèles spectraux fins) est en cause. Notre mauvaise description du phénomène d'émission / d'absorption conduit le modèle à prédire des concentrations moyennes et à adapter la température du mélange gazeux pour compenser et faire "baisser" artificiellement la fonction coût.

Ces deux tentatives d'identification de paramètres de flammes à partir de leurs spectres d'émission, ont montré que la technique est intéressante car d'une mesure spectrale, nous sommes en mesure d'en déduire plusieurs grandeurs intrinsèques d'une flamme. Cependant, les résultats présentés offrent des incertitudes sur les valeurs identifiées qui montrent que l'approche doit être encore améliorée pour être considérée comme un outil de diagnostics fiables pour l'étude des caractéristiques des flammes d'incendie.

Une piste prometteuse explorée par nos collègues du CETHIL actuellement consiste à mettre en place un modèle à bandes étroites ne nécessitant pas l'utilisation de l'hypothèse de corrélation ... sans toutefois être trop coûteuse en temps de calcul.

6.3.3 Analyse des modèles physiques simplifiés de flammes

Enfin, notre travail s'est focalisé sur l'analyse complète et l'intercomparaison des différents modèles simplifiés de flammes qui sont couramment utilisés pour la plupart des applications physiques liées aux incendies.

De manière classique, la prise en compte du transfert de chaleur par rayonnement nécessite de résoudre l'équation du transfert radiatif (ou d'utiliser une approche analogue par une méthode de Monte Carlo). Pour un milieu purement émettant et absorbant, cette équation est de la forme,

$$\mathbf{\Omega} \cdot \nabla L_\nu (\mathbf{s}, \mathbf{\Omega}) = -\kappa_\nu (\mathbf{s}, \mathbf{\Omega}) L_\nu (\mathbf{s}, \mathbf{\Omega}) + n_\nu^2 \kappa_\nu (\mathbf{s}, \mathbf{\Omega}) L_\nu^0 (T(\mathbf{s})) \tag{6.35}$$

où $\kappa_\nu (\mathbf{s}, \mathbf{\Omega})$ est le coefficient d'absorption du milieu étudié à l'abscisse $\mathbf{s}$ et au nombre d'onde ν. $\mathbf{\Omega}$ est ici la direction de propagation. Cette équation différentielle demande un soin particulier quant à sa résolution car elle est établie pour une direction discrète de propagation du rayonnement et pour un nombre d'onde donné. En plus de ces spécificités, le coefficient d'absorption de cette équation peut demander une modélisation particulière, comme l'utilisation d'un modèle SNB ou RPR pour prendre en compte les contributions radiatives des espèces gazeuses par exemple. Assez rapidement, le traitement du transfert de chaleur par rayonnement peut nécessiter des moyens de calculs assez conséquents.

Pour certaines applications, comme l'étude de la propagation des feux de végétation en situation réelle, le temps de simulation est un critère important pour qualifier la pertinence d'un modèle physique. Ces approches doivent être plus rapides que le temps réel, pour fournir aux sapeurs-pompiers des prévisions à longue échéance du développement d'un incendie. C'est pour cette raison, qu'il n'existe pas de "propagateur" de feux de végétation qui traite de manière fine le transfert de chaleur par rayonnement.

L'hypothèse la plus courante est de considérer que l'air ambiant, à basse température (par opposition à la zone de flamme à haute température) est un milieu transparent au rayonnement thermique. Comme nous avons pu le constater précédemment, au-delà des bandes d'absorption / d'émission des différentes espèces gazeuses participantes présentes dans l'air (CO_2 et H_2O), ce milieu interagit très peu avec le rayonnement thermique. Leur influence est importante en spectroscopie d'émission mais leur contribution énergétique en termes d'atténuation de la puissance rayonnée par le feu peut être négligée.

La seconde hypothèse est de simplifier la physique autour de la zone de flamme.

- Une approche, dite de "flamme solide", considère que le rayonnement est émis depuis l'enveloppe extérieure de la flamme. Le flux de chaleur reçu par une cible est alors estimé à partir de l'émittance de la flamme et du facteur de forme établi entre la flamme et la cible. Cette approche réduit grandement le coût de calcul pour prendre en considération le transfert de chaleur

par rayonnement. Cette hypothèse a d'ailleurs été utilisée par Zarate *et col.* [24] pour définir des distances de sécurité pour des puissances et des géométries de flammes données.

- Une approche, dite de "flamme volumique" optiquement mince, consiste à supposer que le phénomène d'émission de rayonnement à l'intérieur de la flamme est prépondérant vis-à-vis du phénomène d'absorption. Cette hypothèse revient à négliger le second terme de l'équation (6.35). Cette approche nécessite néanmoins de considérer un coefficient d'absorption (moyen ou spectral) ainsi qu'une température moyenne pour la zone de flamme. Le modèle de flamme volumique optiquement mince a été utilisé par Séro-Guillaume *et col.* [25] pour représenter le transfert de chaleur lors d'un feu de végétation.
- Une dernière approche, dite de "flamme volumique réelle", consiste à conserver l'ensemble des termes de l'équation (6.35). Ce modèle revient, généralement à résoudre l'équation du transfert radiatif à l'aide d'une technique de Monte Carlo pour estimer les flux de chaleur échangés.

Ces trois approches sont couramment utilisées dans de nombreuses applications liées à l'incendie : pour la propagation de feux, pour la sécurité incendie, ... Par contre, aucune étude ne définit clairement les limites d'emploi de chacune de ces hypothèses en comparant, par exemple, les luminances et les densités de flux qu'émettent chacune de ces flammes.

Pour ce faire, considérons qu'une flamme possède un coefficient d'absorption spectral qui ne dépend pas de la direction de propagation du rayonnement et que son indice de réfraction (n_ν) est proche de 1. Sous ces hypothèses, l'équation du transfert radiatif peut alors se réécrire sous la forme,

$$\frac{\partial L_\nu}{\partial s}(s) = -\kappa_\nu(s) L_\nu(s) + \kappa_\nu(s) L_\nu^0(T(s)) \tag{6.36}$$

L'abscisse curviligne s vaut 0 à l'arrière de la flamme et s_f à l'avant de la flamme. A la position, $s = 0$, admettons que la condition aux limites en luminance soit imposée par le rayonnement provenant de l'extérieur, soit $L_\nu(s=0) = L_{\nu,0}$. Cette luminance, $L_{\nu,0}$ est en général assez faible comparée au rayonnement émis par la flamme. Supposons à présent que le coefficient d'absorption et que la température de la flamme sont homogènes à l'intérieur de la flamme (hypothèses couramment faites, quelle que soit l'approche utilisée), la résolution de l'équation (6.36) donne,

$$L_\nu(s) = \left(1 - e^{-\kappa_\nu s}\right) L_\nu^0(T_f) + L_{\nu,0}\, e^{-\kappa_\nu s} \tag{6.37}$$

Cette expression est la solution de l'équation du transfert radiatif dans le cas d'une flamme volumique réelle. Ici, aucune hypothèse simplificatrice n'a été utilisée pour réduire l'équation de départ (Cf. équation (6.35)). Cette solution peut alors être considérée comme la référence pour les futures comparaisons.

Dans le cas d'une flamme volumique optiquement mince, où le terme d'absorption a été négligé, la solution de l'équation du transfert radiatif devient alors,

$$L_\nu(s) = L_{\nu,0} + \kappa_\nu s L_\nu^0(T_f) \tag{6.38}$$

Cette expression est en général considérée comme l'extension de la solution présentée à l'équation (6.37) quand l'épaisseur optique ($\kappa_\nu s$) tend vers 0. Or, si l'on considère le développement limité de l'expression définie à l'équation (6.37) en 0, il vient,

$$L_\nu(s) \underset{\kappa_\nu s \to 0}{=} L_{\nu,0} + \kappa_\nu s \left(L_\nu^0(T_f) - L_{\nu,0}\right) + \mathrm{o}(\kappa_\nu s) \tag{6.39}$$

24. L. Zàrate, J. Arnaldos et J. Casal, Establishing safety distances for wildland fires, *Fire Safety Journal*, Vol. 43, pp. 565-575, 2008

25. O. Séro-Guillaume, S. Ramezani, J. Margerit et D. Calogine, On large scale forest fires propagation models, *International Journal on Thermal Sciences*, Vol. 47, pp. 680-694, 2008.

$$L_\nu(s) \approx L_{\nu,0}(1-\kappa_\nu s) + \kappa_\nu s L^0_\nu(T_f) \tag{6.40}$$

Ainsi, la relation (6.38) n'est pas exactement l'extension de la solution complète (définie en (6.37)) quand l'épaisseur optique tend vers 0. Les relations (6.38) et (6.40) sont équivalentes, à la seule condition que la luminance spectrale provenant du milieu extérieur est négligeable devant celle fournie par la flamme. Cette condition peut ne pas être respectée, comme pour le cas d'une flamme qui serait adossée à une paroi chaude (Cf. la section précédente avec les expériences réalisées avec le CETHIL de Lyon).

En ce qui concerne le modèle de flamme solide, la particularité réside dans la détermination d'une émissité spectrale "équivalente" pour représenter l'émission de rayonnement issue de l'enveloppe extérieure de la flamme. De manière classique, cette émissivité spectrale est donnée par la relation,

$$\epsilon_\nu = 1 - e^{-\kappa_\nu e_f} \tag{6.41}$$

où e_f correspond à l'épaisseur du front de flamme. Ainsi, la flamme solide étant représentée par une surface, son indicatrice d'émission suppose généralement une émission lambertienne, c'est à dire que la luminance est constante quelle que soit la direction de propagation du rayonnement. Cette caractéristique impose alors que la luminance spectrale émise depuis la flamme suit la loi,

$$L_\nu(s_f, \mathbf{\Omega}) = \epsilon_\nu L^0_\nu(T_f) = \left(1 - e^{-\kappa_\nu e_f}\right) L^0_\nu(T_f) \tag{6.42}$$

Afin de proposer une comparaison sur les luminances spectrales émises par une flamme solide et une flamme volumique réelle, considérons un problème 1D, d'une flamme d'épaisseur e_f. Pour la suite, nous imposerons que $L_{\nu,0} = 0$ car aucun rayonnement ne peut traverser une flamme solide. Sous ces conditions, un rayonnement se propageant selon la direction $\mathbf{\Omega}$ traversera la flamme sur une épaisseur, l_f définie par,

$$l_f = \frac{e_f}{\cos\theta} \tag{6.43}$$

où θ est l'angle défini entre la direction de propagation et la normale à la surface de la flamme. L'expression de la luminance spectrale émise depuis une flamme volumique réelle est,

$$L_\nu(s_f, \mathbf{\Omega}) = \left(1 - e^{-\kappa_\nu \frac{e_f}{\cos\theta}}\right) L^0_\nu(T_f) \tag{6.44}$$

Le terme $\left(1 - e^{-\kappa_\nu \frac{e_f}{\cos\theta}}\right)$ peut alors être considéré comme une émissivité spectrale directionnelle, qui n'est pas prise en compte dans le modèle de flamme solide. La Figure 6.45 donne l'évolution des luminances spectrales adimensionnées, définies par $\dfrac{L_\nu(s_f, \mathbf{\Omega})}{L^0_\nu(T_f)}$, en fonction de la direction de propagation du rayonnement, pour trois épaisseurs optiques différentes : 0,1, 1 et 10. La Figure 6.45 montre clairement que, dans le cas d'une flamme solide, l'émission est bien lambertienne, car la luminance spectrale est constante quelque soit la direction de propagation (Cf. lignes pointillées). Au contraire, les résultats présentés pour la flamme volumique réelle montrent une très forte dépendance de la luminance à la direction de propagation. Les deux modèles donnent les mêmes valeurs de luminance pour une incidence normale puis des écarts sont observés à mesure que l'on s'éloigne de l'incidence normale. L'écart maximal est obtenu pour une direction de propagation à 90^o de la normale à la surface.

L'analyse de l'erreur relative commise entre les résultats issus du modèle de flamme solide (FS) et ceux de la flamme volumique réelle (RE) montre que,

$$\text{Err} = \left| \frac{L^{FS}_\nu(s_f, \mathbf{\Omega}) - L^{RE}_\nu(s_f, \mathbf{\Omega})}{L^{RE}_\nu(s_f, \mathbf{\Omega})} \right| \approx e^{-\kappa e_f} \tag{6.45}$$

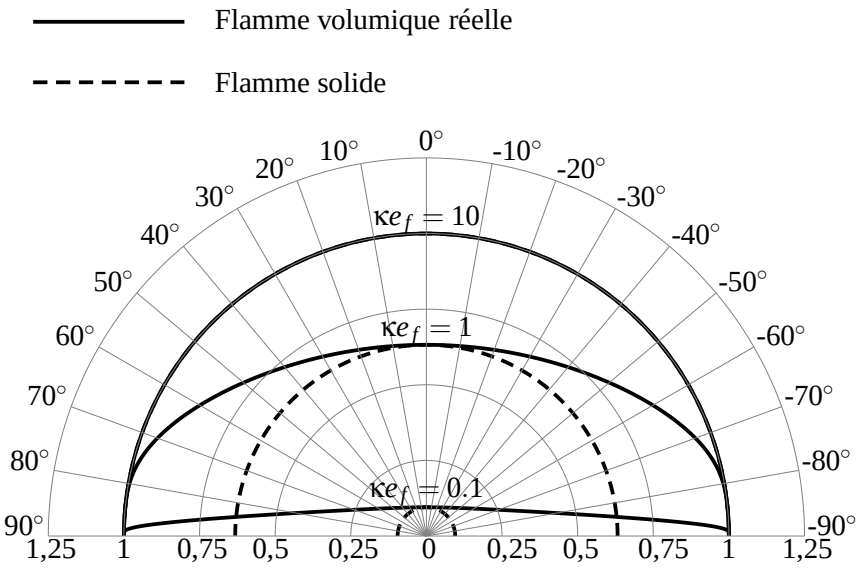


FIGURE 6.45 – Comparaison des luminances spectrales adimensionnées émises pour plusieurs épaisseurs optiques, κe_f

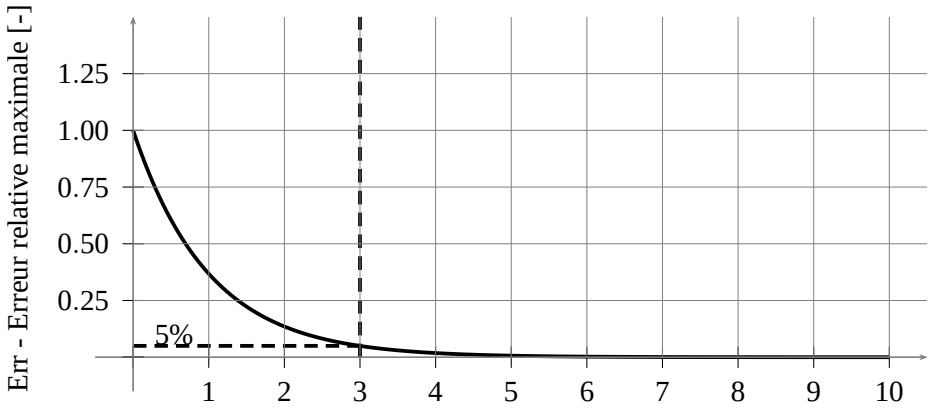


FIGURE 6.46 – Erreur maximale observée entre les deux modèles de flammes fonction de l'épaisseur optique

L'erreur est donc maximale quand l'épaisseur optique est faible, puis elle diminue à mesure que l'épaisseur optique augmente. Nous pouvons noter que cette erreur est inférieure à 5% à partir d'une épaisseur optique de 3. Néanmoins, les flammes pouvant présenter des épaisseurs optiques importantes, sont obtenues, soit lors de feux de bacs d'hydrocarbures (lorsque la fraction volumique en suies est importante), soit lors de grands feux de végétation (où les épaisseurs de front de flammes sont grandes). Or, les récents travaux de Boulet *et col.* [26] sur des feux de végétation, ont démontré qu'un coefficient d'absorption moyen de 0,4 m^{-1} pouvait être obtenu pour des fronts de flammes de frisure de bois de 0,5 à 4 m d'épaisseur. En prenant l'épaisseur de front de flammes la plus importante (soit 4 m), l'épaisseur optique est alors estimée à 1,6. La Figure 6.46 démontre alors que, pour cette épaisseur optique, l'erreur relative est de l'ordre de 20 à 25%. Ainsi, pour des cas réalistes, les modèles de flammes solide et de flamme volumique réelle, ne fournissent pas des résultats équivalents en terme de luminance spectrale émise. Sous ces mêmes conditions, le front de flamme devrait être d'une épaisseur de 7,5 m pour que les résultats fournis par le modèle de flamme solide et celui de flamme volumique réelle soient similaires.

Une autre grandeur importante pour bien représenter le transfert de chaleur par rayonnement est la densité de flux émise par la flamme, ou encore l'émittance. Cette grandeur est calculée à partir de l'expression de la luminance par,

$$\varphi_\nu\left(\mathbf{s}=s_f\right)=\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=\frac{\pi}{2}} L_\nu\left(\mathbf{s}=s_f,\mathbf{\Omega}\right)\cos\theta\sin\theta\,\mathrm{d}\,\theta\,\mathrm{d}\,\phi \tag{6.46}$$

θ est l'angle défini entre la direction de propagation $\mathbf{\Omega}$ et le vecteur normal à la surface de la flamme. ϕ représente l'angle azimutal.

Pour une flamme volumique réelle (cas général), la densité de flux rayonné émis depuis la flamme est une expression complexe de la forme,

$$\varphi_\nu\left(\mathbf{s}=s_f\right)=e^{-\kappa_\nu e_f}\pi\left(\kappa_\nu e_f-1+e^{\kappa_\nu e_f}-\left(\kappa_\nu e_f\right)^2 e^{\kappa_\nu e_f}E_1\left(\kappa_\nu e_f\right)\right)L_\nu^0\left(T_f\right) \tag{6.47}$$

où E_1 est la fonction exponentielle intégrale définie par,

$$E_1\left(\tau\right)=\int_\tau^{+\infty}\frac{e^{-t}}{t}\,\mathrm{d}\,t \tag{6.48}$$

Pour une flamme solide, pour laquelle la luminance est constante quelle que soit la direction de propagation, l'émittance est,

$$\varphi_\nu\left(\mathbf{s}=s_f\right)=\pi\left(1-e^{-\kappa_\nu e_f}\right)L_\nu^0\left(T_f\right) \tag{6.49}$$

La Figure 6.47 donne l'évolution de l'émittance adimensionnée en fonction de l'épaisseur optique pour la flamme solide et la flamme volumique réelle. On peut observer que les résultats fournis par ces deux modèles présentent des écarts, surtout aux faibles épaisseurs optiques. Les erreurs relatives sur la densité de flux émise peuvent atteindre 50%. Ce niveau d'erreur peut également être retrouvé en utilisant des développements limités au voisinage de 0 pour l'épaisseur optique. Ainsi, pour une flamme solide, il vient,

$$\varphi_\nu\left(\mathbf{s}=s_f\right)\underset{\kappa_\nu e_f\to 0}{=}\pi\kappa_\nu e_f L_\nu^0\left(T_f\right)+\mathrm{o}\left(\kappa_\nu e_f\right) \tag{6.50}$$

26. P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, Y. Billaud, B. Porterie, Y. Pizzo et C. Picard, Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland flames, *Journal of Combustion*, Vol. 2011, Article ID 137437, 2011.

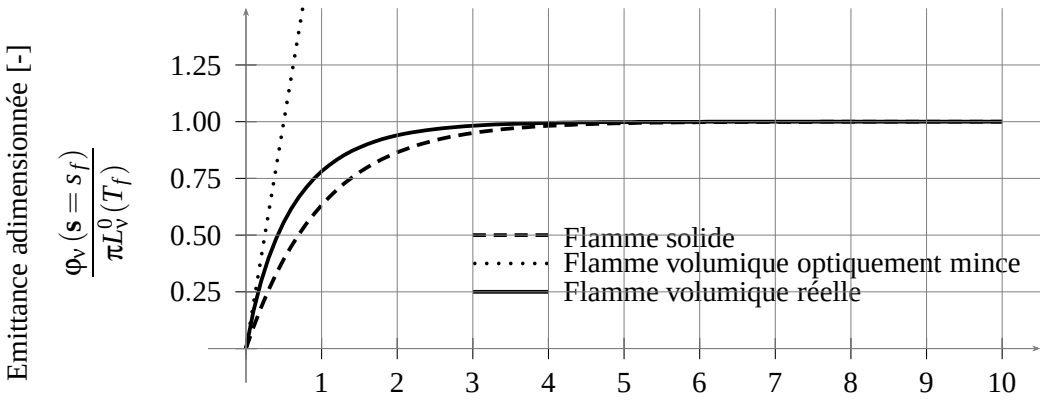


FIGURE 6.47 – Emittance adimensionnée émise depuis la flamme, fonction de l'épaisseur optique

Alors que pour une flamme volumique réelle, le développement limité donne,

$$\varphi_\nu(\mathbf{s}=s_f) \underset{\kappa_\nu e_f \to 0}{=} 2\pi\kappa_\nu e_f L_\nu^0(T_f) + \mathrm{o}(\kappa_\nu e_f) \tag{6.51}$$

Le rapport entre ces deux densités de flux est de 2, ce qui justifie bien les observations faites sur les écarts à la Figure 6.47. En terme de transfert de chaleur par rayonnement, ce rapport de 2 peut impacter les bilans radiatifs en les sur-estimant, notamment pour le cas de la flamme solide.

Le résultat donné par l'équation (6.51) peut également être démontré pour une flamme volumique optiquement mince. En effet, en repartant de l'expression de la divergence du flux radiatif,

$$\nabla \cdot \varphi_\nu = \kappa_\nu \left(4\pi L_\nu^0(T_f) - \int_{4\pi} L_\nu \, \mathrm{d}\,\Omega \right) \tag{6.52}$$

et en rappelant que, dans le cadre d'une flamme volumique optiquement mince, l'absorption propre est négligée devant le phénomène d'émission, il vient que,

$$\nabla \cdot \varphi_\nu = 4\pi\kappa_\nu L_\nu^0(T_f) \tag{6.53}$$

Ce terme correspond à une puissance volumique émise par le volume complet de la flamme. La puissance est donc obtenue en considérant le volume total de la flamme V_{flamme}, par,

$$\Phi_\nu = 4\pi\kappa_\nu V_{\text{flamme}} L_\nu^0(T_f) \tag{6.54}$$

Si l'on considère uniquement l'émission vers un seul côté de la flamme (un seul hémisphère) et que l'on divise par la surface de la flamme (S_f), la densité de flux obtenue est de la forme,

$$\varphi_\nu = \frac{1}{2}\frac{\Phi_\nu}{S_f} = 2\pi\kappa_\nu e_f L_\nu^0(T_f) \tag{6.55}$$

Cette expression est exactement la même que celle obtenue par le développement limité, aux faibles épaisseurs optiques, de la solution de la densité de flux pour le cas d'une flamme volumique réelle (Cf. Eq.(6.51)). L'évolution de la densité de flux pour la flamme volumique optiquement mince en fonction de l'épaisseur optique est donnée sous forme adimensionnée sur la Figure 6.47. On peut

constater que très rapidement aux faibles valeurs d'épaisseurs optiques, les densités de flux rayonnés présentent des écarts très importants. En fixant un seuil sur les écarts relatifs de 5% pour "valider" l'hypothèse d'une flamme volumique optiquement mince, l'épaisseur optique associée est alors de 0,02. Cette valeur est très faible. En considérant, une valeur moyenne pour le coefficient d'absorption de l'ordre de 0,4 m^{-1}, l'épaisseur maximale de flamme à considérer est de seulement 5 cm.

Cette analyse a démontré les limites des deux modélisations couramment employées au sein des applications incendies pour traiter les aspects liés au transfert de chaleur par rayonnement. L'hypothèse selon laquelle une flamme peut être considérée comme une surface solide émettant du rayonnement (hypothèse dite de flamme solide) n'est valable uniquement que si l'épaisseur optique est supérieure à 3. En ce qui concerne le modèle de flamme volumique optiquement mince, cette hypothèse reste parfaitement valable si l'épaisseur optique est inférieure à 0,02. D'après plusieurs études portant sur la quantification du coefficient d'absorption des flammes [27], les applications réelles liées aux incendies semblent se situer entre les limites de ces deux modèles, ce qui peut limiter leur emploi.

La première partie de cette analyse sur les modèles de flamme s'est principalement focalisée sur l'étude de la luminance et de la densité de flux rayonné qui étaient émis par les flammes. Par la suite, nous allons nous intéresser à présent à analyser l'évolution de la densité de flux qui est reçue par une cible qui serait située à une certaine distance du front de flammes pour l'ensemble des modèles de flammes. Les géométries qui seront utilisées au cours de cette analyse sont celles qui sont exposées sur la Figure 6.48. Nous nous intéressons ici à des flammes droites, de dimensions finies. Pour le cas d'une flamme solide, la flamme est représentée par un panneau rectangulaire, de largeur $l_1 + l_2$ et de hauteur h, comme il est représenté sur la Figure 6.48(a). Une flamme volumique est, quant à elle, représentée par un parallélépipède de largeur $l_1 + l_2$, de hauteur h et de e_f d'épaisseur. L'ensemble de ces grandeurs sont précisées sur la Figure 6.48(b). Le capteur de flux est positionné à une distance x_{cap} du front front de flamme et orienté sous un angle Θ, angle entre la normale du capteur et l'axe horizontal.

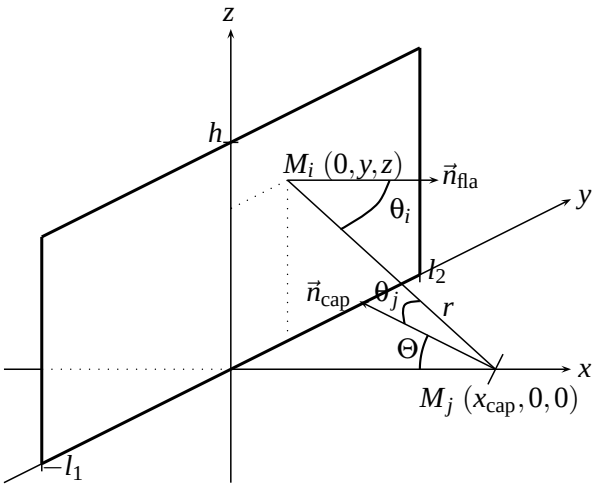
Pour le cas de la flamme solide droite, l'évolution de la densité de flux reçu par le capteur, en fonction de la distance d'éloignement au front de flamme et de l'orientation du capteur, revient à calculer le terme suivant,

$$\varphi\left(x_{\text{cap}}\right) = \frac{\epsilon\sigma T_f^4}{\pi} \int_{S_{\text{flamme}}} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{r^2} \mathrm{d}S \tag{6.56}$$

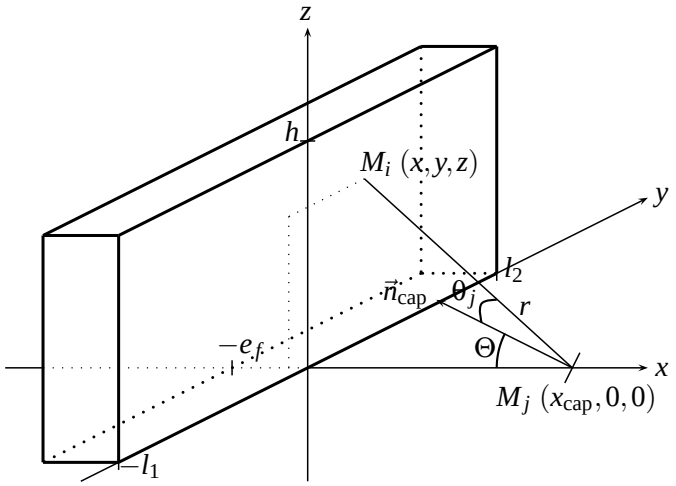
où S_{flamme} est la surface totale de la flamme, r et θ_k sont respectivement des distances et des angles qui sont précisés sur la Figure 6.48(a). Après quelques manipulations mathématiques, qui sont largement détaillées dans [R.I. 19], on peut montrer que la densité de flux rayonné arrivant sur le capteur a une expression analytique de la forme,

$$\varphi\left(x_{\text{cap}}\right) = \epsilon\sigma T_f^4 \Big(F_1\left(l_2, h, x_{\text{cap}}, \Theta\right) - F_1\left(l_2, 0, x_{\text{cap}}, \Theta\right) - F_1\left(-l_1, h, x_{\text{cap}}, \Theta\right) + F_1\left(-l_1, 0, x_{\text{cap}}, \Theta\right) \Big) \tag{6.57}$$

27. P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, Y. Billaud, B. Porterie, Y. Pizzo et C. Picard, Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland flames, *Journal of Combustion*, Vol. 2011, Article ID 137437, 2011.



(a) Flamme solide



(b) Flamme volumique

FIGURE 6.48 – Géométries de flammes utilisées pour évaluer les densités de flux reçues par un capteur

où la fonction F_1 définie par,

$$F_1\left(y,z,x_{\text{cap}},\Theta\right)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{y\cos\Theta}{\sqrt{y^2+x_{\text{cap}}^2}}\operatorname{Arctan}\left(\frac{z}{\sqrt{y^2+x_{\text{cap}}^2}}\right)\right.$$
$$\left.+\frac{z\cos\Theta-x_{\text{cap}}\sin\Theta}{\sqrt{z^2+x_{\text{cap}}^2}}\operatorname{Arctan}\left(\frac{y}{\sqrt{z^2+x_{\text{cap}}^2}}\right)\right) \tag{6.58}$$

La densité de flux ainsi obtenue est ici une grandeur totale. Si le calcul doit porter sur la densité de flux spectrale, il conviendra de remplacer le terme $\frac{\epsilon\sigma T_f^4}{\pi}$ par $\epsilon_\nu L_\nu\left(\mathbf{s}=s_f,\mathbf{\Omega}\right)$.

Concernant la flamme volumique optiquement mince, le fait de négliger l'absorption propre à l'intérieur de flamme permet de donner une expression analytique pour la densité de flux arrivant à la surface du capteur par,

$$\varphi\left(x_{\text{cap}}\right)=\frac{\kappa\sigma T_f^4}{\pi}\int_{V_{\text{flamme}}}\frac{\cos\theta_j}{r^2}\mathrm{d}V \tag{6.59}$$

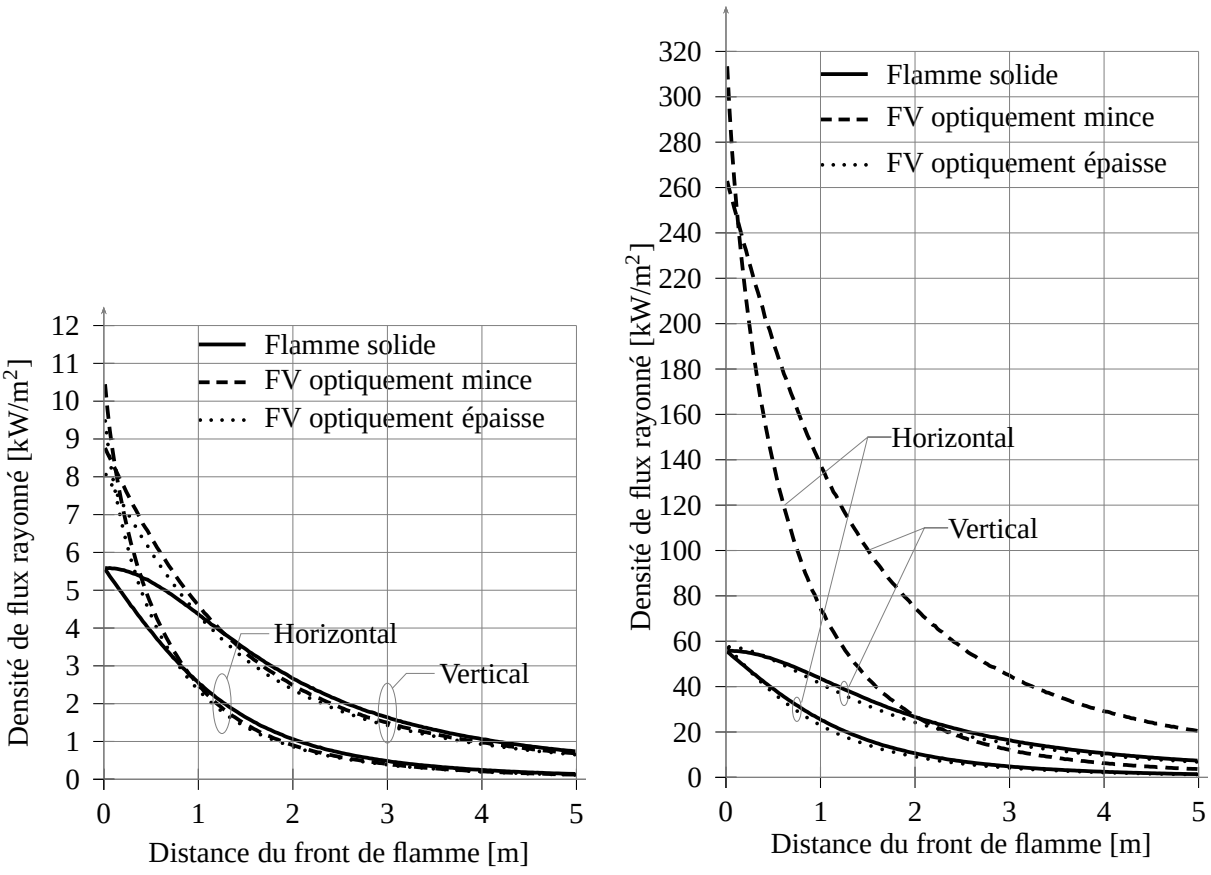
Ici, V_{flamme} correspond au volume complet de la flamme. Suite à quelques calculs mathématiques définis dans [R.I. 19], l'expression complète de la densité de flux devient,

$$\varphi\left(x_{\text{cap}}\right)=4\kappa\sigma T_f^4\Big(\quad F_2\left(0,l_2,h,x_{\text{cap}},\Theta\right)-F_2\left(0,l_2,0,x_{\text{cap}},\Theta\right)-F_2\left(0,-l_1,h,x_{\text{cap}},\Theta\right)$$
$$+F_2\left(0,-l_1,0,x_{\text{cap}},\Theta\right)-F_2\left(-e_f,0,l_2,h,x_{\text{cap}},\Theta\right) \tag{6.60}$$
$$+F_2\left(-e_f,l_2,0,x_{\text{cap}},\Theta\right)+F_2\left(-e_f,-l_1,h,x_{\text{cap}},\Theta\right)-F_2\left(-e_f,-l_1,0,x_{\text{cap}},\Theta\right)\Big)$$

où l'expression de la fonction F_2 est définie par,

$$F_2\left(x,y,z,x_{\text{cap}},\Theta\right)=\frac{1}{4\pi}\left(\cos\Theta\left(\left(x_{\text{cap}}-x\right)\left(\operatorname{Arctan}\left(\frac{x-x_{\text{cap}}}{2}\right)\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.+\operatorname{Arctan}\left(\frac{yz}{\left(x-x_{\text{cap}}\right)\sqrt{\left(x-x_{\text{cap}}\right)^2+y^2+z^2}}\right)\right)\right.$$
$$\left.+z\left(-1+\ln\left(y+\sqrt{\left(x-x_{\text{cap}}\right)^2+y^2+z^2}\right)+y\ln\left(z+\left(x-x_{\text{cap}}\right)^2+y^2+z^2\right)\right)\right)$$
$$+\sin\Theta\left(\left(x-x_{\text{cap}}\right)+\operatorname{Argcoth}\left(\frac{y}{\sqrt{\left(x-x_{\text{cap}}\right)^2+y^2+z^2}}\right)\right. \tag{6.61}$$
$$\left.-y\operatorname{Argcoth}\left(\frac{x-x_{\text{cap}}}{\sqrt{\left(x-x_{\text{cap}}\right)^2+y^2+z^2}}\right)+z\operatorname{Arctan}\left(\frac{\left(x-x_{\text{cap}}\right)y}{z\sqrt{\left(x-x_{\text{cap}}\right)^2+y^2+z^2}}\right)\right)$$

Les Figure 6.49(a) et Figure 6.49(b) proposent une intercomparaison des densités de flux obtenues à partir des modèles de flamme solide, de flamme volumique optiquement mince et de flamme volumique réelle. Les résultats sont présentés sous la forme des densités de flux exprimées en kW/m^2 en fonction de la distance séparant le capteur et le front de flamme. Ici, deux orientations de capteurs ont été testées : une orientation verticale avec Θ = 0 et une orientation horizontale avec Θ = $\frac{\pi}{2}$. La



(a) $\kappa = 0{,}1\ \mathrm{m}^{-1}$ (b) $\kappa = 3\ \mathrm{m}^{-1}$

FIGURE 6.49 – Evolution de la densité de flux radiatif reçu par le capteur en fonction de la distance entre le capteur et le front de flamme

géométrie de la flamme suit les caractéristiques suivantes : h = 2 m, $l_1 = l_2$ = 1,5 m et e_f = 1 m. La température de la flamme est supposée homogène et constante, de valeur 1200 K. Le coefficient d'absorption de la flamme est fixé successivement à 0,1 et 3 m^{-1}. Pour la flamme solide, l'émissivité est imposée par le coefficient d'absorption, compte tenu de l'équation (6.41).

Pour l'ensemble des cas testés, les densités de flux reçus diminuent avec l'éloignement du front de flamme. De plus, nous pouvons observer sur les Figures 6.49 que les valeurs de densité de flux atteints par les capteurs sont d'autant plus importantes si l'orientation du capteur est verticale. Cette observation est parfaitement compréhensible, car le capteur vertical est en quasi-"influence totale" quand il est proche du front de flamme, alors que ce n'est pas le cas quand il se trouve sous une orientation horizontale.

La Figure 6.49(a) donne des densités de flux pour une faible valeur de l'épaisseur optique (ici β = 0,1). Nous pouvons observer que les résultats fournis par les deux modèles de flammes volumiques sont en quasi-accord, avec une erreur relative moyenne de 5% et une erreur relative maximale de 10% (en considérant les résultats du modèle de flamme volumique réelle comme références). Au-delà de 1 m, les résultats fournis par le modèle de flamme solide semble être en bon accord également avec des erreurs relatives de l'ordre de 15 à 20%. Plus en amont, près du front de flamme, les densités de flux obtenus par le modèle de flamme solide présente des écarts relatifs pouvant atteindre 40% : on observe alors une sous-estimation de la densité de flux, ce qui peut être très préjudiciable, si par exemple le calcul est destiné à définir des distances de sécurité.

Pour une épaisseur optique plus importante (Cf. Figure 6.49(b) où κ vaut 3 m^{-1}), la comparaison des résultats fournis par le modèle de flamme solide et ceux obtenus par le modèle de flamme volumique réelle montre qu'ils sont en bon accord avec une erreur relative moyenne de 12%. En ce qui concerne le modèle de flamme volumique optiquement mince, pour lequel l'hypothèse de cette approche n'est plus valide (β < 0,02 alors qu'elle est ici de 3), les valeurs de densités de flux qu'il prédit ne sont pas du tout en accord. Des écarts relatifs de l'ordre de 400% peuvent être atteints au niveau du front de flamme.

La comparaison de ces modèles simplifiés de flammes a permis d'illustrer, au travers de cas concrets, les limites d'utilisation de chacun de ces modèles que nous avons définies dans [R.I. 19].

Pour compléter l'intercomparaison des modèles simplifiés de flammes, ces différentes approches (flamme solide et flamme volumique optiquement mince) ont ensuite été confrontés à des données expérimentales obtenues dans le tunnel à feux du CEREN à Valabre. Dans le cadre d'une collaboration avec la laboratoire SPE de Corte et le laboratoire PRISME de Bourges [R.I. 12], des essais de propagation ont été menés sur du chêne Kermès (*Quercus Coccifera*). Le combustible est ici composé d'une litère de paille d'une charge de 1,5 kg/m^2 déposée sur 10 cm de haut, surmontée de chêne Kermès d'une charge de 3 kg/m^2 sur une hauteur moyenne de 90 cm. La zone combustible représente une surface de 4 m de long pour 2 m de large. Lors de ces expériences, la soufflerie du CEREN a été utilisée pour représenter l'effet lié au vent. Des essais ont été réalisés avec des vitesses débitantes de 0, 0,5, 1, 1,5, 3 et 5 m/s. Le tunnel à feu est celui qui est représenté sur la Figure 6.25.

D'un point de vue métrologique, 5 thermocouples ont été disposés uniformément le long de la zone de combustible. Ils ont été positionnés à 1 m du sol, au dessus de la végétation. De plus, une caméra visible (Caméra visible #1) a été placée perpendiculairement au front de flamme (grâce à la réalisation d'une lucarne faite dans les parois du tunnel à feu), de façon à capter la géométrie de la flamme, comme l'épaisseur du front de flamme, la hauteur de la flamme et son angle d'inclinaison. Une seconde caméra visible (Caméra visible #2) a été placée assez en aval de la zone combustible pour déterminer au cours du temps, la position du front de flammes. Le traitement d'images, utilisé pour extraire la position "réelle" du front de flamme à partir des images prises, est détaillé dans [R.I. 12]. Les thermocouples permettent uniquement ici de "détecter" le passage du front de flammes, afin de

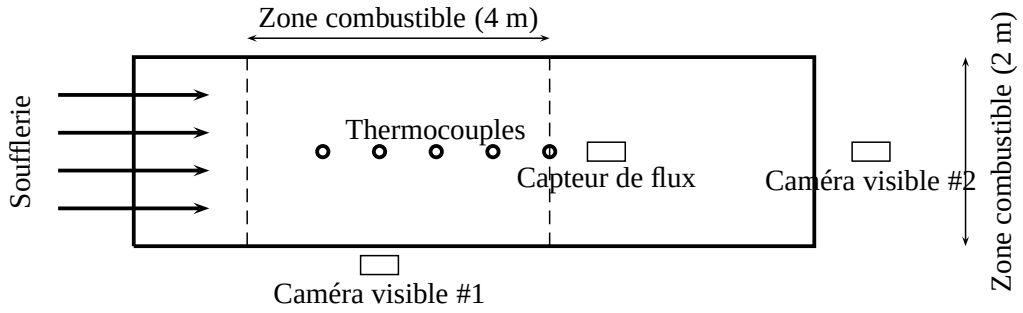


FIGURE 6.50 – Représentation schématique de l'exprérience réalisé au CEREN

Vent [m/s]	Hauteur [m]	Angle [°]	Epaisseur [m]	Température [K]
0	1,6	0	0,33	1059
0,5	1,55	24,1	0,33	1134
1	1,42	41,3	0,33	1092
1,5	1,31	47,2	0,38	1160
3	1,29	52,1	0,44	1333
5	1,14	57,1	0,5	1675

TABLE 6.7 – Valeurs moyennes représentant le front de flamme pour les 6 expériences de propagation avec vent

conforter les informations fournies par l'algorithme de traitement d'images. Enfin, un capteur de flux radiatif a également été disposé en aval de la zone de combustible (de 50 cm à 1,75 m) pour relever au cours du temps l'évolution de la densité de flux rayonné. Cette grandeur a ensuite été corrélée à la position du front de flamme au cours du temps, pour connaître l'évolution de la densité du flux rayonné en fonction de la distance d'éloignement du front de flammes. La Figure 6.50 reprend l'ensemble des outils métrologiques utilisés lors de ces expériences.

A l'issue des expérimentations, la hauteur, l'épaisseur et l'angle du front de flammes ont été extraits des images prises par la caméra visible #1. Ces valeurs sont groupées au sein de la Table 6.7. Afin de réaliser l'intercomparaison des modèles simplifiés de flammes, il est nécessaire de définir les grandeurs énergétiques relatives au front de flammes, comme la température moyenne de flamme, son coefficient d'absorption ou son émissivité. En ce qui concerne le coefficient d'absorption, cette étude s'est basée sur une valeur de 0,2 m^{-1} fournie par Margerit et Séro-Guillaume [28] à la suite d'une campagne expérimentale de caractérisation du flux radiatif, sur le même tunnel à feux et sur le même type de combustible. Cette valeur est inférieure à celle préconisée, un peu plus tard, par Boulet *et col.* [29] à 0,4 m^{-1}. Cet écart de 2 sur le coefficient d'absorption conduit, pour conserver l'émittance totale, à un rapport de 0,84 sur les températures de flammes. Pour le modèle de flammes solides,

28. J. Margerit et O. Séro-Guillaume, Modelling forest fires. Part II : Reduction to two-dimensional models and simulation of propagation. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 45, pp. 1723 - 1737, 2002.

29. P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, Y. Billaud, B. Porterie, Y. Pizzo et C. Picard, Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland flames, *Journal of Combustion*, Vol. 2011, Article ID 137437, 2011.

l'émissivité est estimée en utilisant la relation,

$$\epsilon = 1 - e^{-\kappa e_f} \tag{6.62}$$

où e_f est le l'épaisseur du front de flamme. La température de flamme a donc été estimée pour chaque expérience, afin de minimiser les erreurs commises entre les modèles simplifiés de flammes et les données expérimentales. Une approche d'optimisation basée sur une méthode de moindres carrés non linéaires a été utilisée sous Mathematica (via le package GlobalOptimisation et la fonction NL-Regression), voir [R.I. 12] pour plus de détails. Les températures de flammes trouvées sur les 6 essais sont données dans la Table 6.7. Ces températures évoluent faiblement (1050 K - 1100 K) pour des vitesses de vent allant jusqu'à 1 m/s. Puis ces valeurs augmentent pour atteindre quasiment 1600 K à 5 m/s. Cette élévation de température est en partie expliquée par l'augmentation de l'épaisseur du front de flammes, de pratiquement 50%.

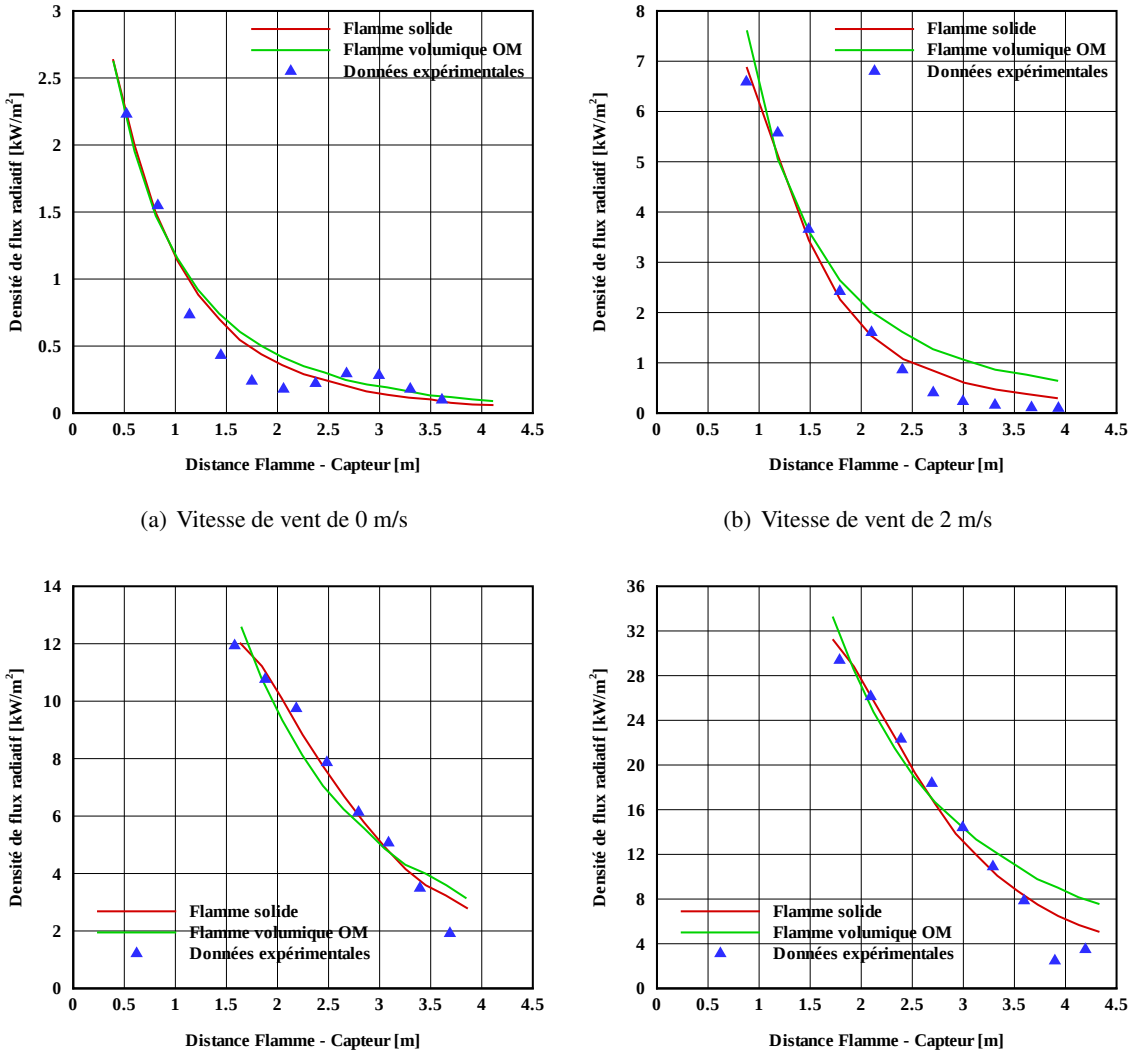
La Figure 6.51 donne les représentations graphiques de l'évolution de la densité de flux rayonné en fonction de la distance au front de flammes pour 4 essais : 0, 2, 3 et 5 m/s. Sur ces Figures, sont également illustrés les résultats obtenus par les modèles simplifiés de flammes utilisant les données issues de la Table 6.7. Globalement, ces données démontrent que la densité de flux radiatif augmente avec la vitesse débitante, pouvant passer de 250 W/m^2 à 0 m/s à 26 kW/m^2 à 5 m/s à 2 m du front de flamme. On observe alors que ce rapport de 100 sur la densité de flux rayonné explique en grande partie l'évolution très rapide de la dynamique d'un front de flammes lors de la présence de vent ou de pente.

Globalement, les résultats fournis par les différents modèles simplifiés de flammes (Cf. Figure 6.51) sont en accord avec les données expérimentales. L'erreur relative moyenne sur la densité de flux est de l'ordre 30%. Ces résultats sont surprenants aux vues des conclusions données sur l'analyse "théorique" de ces différents modèles. Néanmoins rappelons que les erreurs maximales observées "théoriquement" sur ces modèles sont principalement localisées à proximité du front de flammes. Or, pour des raisons liées à la protection du matériel métrologique, il n'a pas été possible de réaliser des relevés de flux rayonné proche du front flamme sans détruire les capteurs de flux : pour une vitesse débitante de 5 m/s, le capteur de flux était au plus proche de 1,75 m du front de flamme. Si des mesures avaient pu être réalisées plus près du front de flammes, les conclusions de ce travail auraient pu être légèrement différentes.

6.3.4 Bilan et perspectives sur l'étude de l'émission des flammes

Ce travail de caractérisation portant sur l'émission des flammes a permis, au cours de ces dernières années, de mieux cerner les rôles et les contributions des différentes espèces, présentes au sein des flammes, qui interagissent avec le rayonnement thermique. Cette analyse a permis de démontrer que la signature spectrale des flammes d'incendie est principalement imposée par les différentes contributions des espèces gazeuses : CO_2 et H_2O. Ce travail a montré également que, sur des flammes impliquées sur des feux de végétation, les suies jouent un rôle mineur au transfert de chaleur par rayonnement, principalement du à leur faible taux de présence au sein d'une flamme.

La principale originalité des travaux qui ont été présenté est d'avoir développé une approche basée sur une technique d'optimisation permettant d'extraire des spectres d'émission des grandeurs caractéristiques des flammes, comme les concentrations des différents produits de réaction, une température moyenne de flamme ou une épaisseur de flamme. Cette approche a été employée avec "succès" sur de nombreuses configurations allant de la flamme de brûleur de méthane aux flammes de feux de végétation. Néanmoins, cette analyse a également mis en avant l'extrême difficulté de dissocier correctement les concentrations des espèces gazeuses de la température moyenne de flamme. En effet,



(a) Vitesse de vent de 0 m/s

(b) Vitesse de vent de 2 m/s

(c) Vitesse de vent de 3 m/s

(d) Vitesse de vent de 5 m/s

FIGURE 6.51 – Evolution de la densité de flux radiatif reçu par le capteur en fonction de la distance entre le capteur et l'avant du front de flamme

pour des raisons d'effet de compensation, une trop faible valeur sur les concentrations des produits de réaction peut s'accompagner d'une sur-estimation de la température moyenne de flamme et peuvent fournir des valeurs de luminance spectrale en parfait adéquation avec les relevés expérimentaux. En dépit de nombreuses tentatives, en changeant le modèle d'émission des espèces gazeuses par exemple, aucune solution n'a encore été apportée pour palier à cet effet de compensation.

De futures études seront développées à l'avenir afin de définir de nouvelles stratégies, permettant de contourner ces problèmes de compensation. Un exemple d'approche serait de reprendre l'idée de travailler de manière individuelle sur différentes bandes spectrales, afin d'identifier paramètres après paramètres les différentes caractéristiques des flammes. Le point de départ pourrait être la bande spectrale comportant le pic d'émission du CO_2, car, comme nous l'avons vu, la flamme peut être considérée comme "opaque" sur cette bande spectrale. De nouvelles études doivent être menées en ce sens.

De plus, le travail sur l'analyse des modèles simplifiés de flammes a permis de définir de manière théorique les limites d'emploi des principales approches :

- les flammes volumiques optiquement minces, l'épaisseur optique doit être inférieure à 0,02 ;
- les flammes solides, l'épaisseur optique doit être supérieure à 3.

Au-delà de ces critères, des erreurs relatives de plus de 5% peuvent être observées sur les densités de flux rayonnés.

Enfin, de futures études doivent être entreprises sur la modélisation du comportement radiatif des particules de suies. En effet, il a été présenté précédemment, à l'heure actuelle, la contribution radiative des suies se limite uniquement à un coefficient d'absorption spectral du type :

$$\kappa_\nu = C\ f_v\ \nu^\alpha \tag{6.63}$$

où les constantes C et α sont proposées de manière expérimentale. Il serait alors intéressant de réaliser une étude pour analyser si ces constantes peuvent être corréler à des données physiques et/ou morphologiques des particules de suies, comme le diamètre de mobilité électrique, la dimension pseudo-fractale ou le rapport densité / masse volumique. Les informations de ce genre d'étude permettrait à long terme d'imaginer la mise en place d'une méthode expérimentale de caractérisation des suies, à basse ou haute température, in-situ et en continu, à partir de mesures spectroscopiques d'émission. Cette approche serait particulièrement intéressante car la plupart des méthodes classiques de caractérisation des particules de suies sont ex-situ et, très souvent, à basse température.

International Journal of Heat and Mass Transfer 59 (2013) 83–92

Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

International Journal of Heat and Mass Transfer

journal homepage: www.elsevier.com/locate/ijhmt

Evaluation of simple models of flame radiation in the frame of fire propagation

A. Collin *, P. Boulet

Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy F-54500, France
CNRS, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy F-54500, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 13 July 2012
Received in revised form 25 September 2012
Accepted 26 September 2012
Available online 3 January 2013

Keywords:
Radiative transfer
Flame model
Fire propagation

ABSTRACT

Simple models for radiative transfer evaluation in the frame of flame propagation are discussed and evaluated through comparisons with a complete absorbing–emitting volume flame model. The cases of the solid flame model and of the optically thin flame are considered as they are usually involved in fire propagation studies. It is shown that the solid flame model provides satisfactory results in some applications, but only for flames with sufficiently high optical thickness (above three at least). However, its inability to model the intensity distribution when shifting from the normal to the flame surface and its inaccuracy when addressing the case of low or even moderate optical thicknesses are two weaknesses that should be kept in mind when using this model. Regarding the optically thin flame model, it is demonstrated that its use should be restricted to really low optical thicknesses, far below one, which makes the application of such models quite unrealistic unless for small scale flames. The true absorbing–emitting flame treatment should be preferred, with moderate supplementary cost regarding computational integration, if combined with dedicated methods like a reciprocal Monte Carlo Method as presented here for example.
© 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Radiative transfer is well-known as a key phenomenon in fire propagation, which still raises modeling and computational difficulties due to the complexity of its nature, however. The review paper by Sullivan et al. [1], among others, recalls the role of radiation as one of the key heat transfer modes, with varying importance in the global transfer depending on the fire characteristics. While discussing the key properties of the flame regarding radiative transfer, they recall that the radiative transfer equation (RTE) is the milestone of the radiation modeling, which provides a solution for the intensity distribution. However, when describing the flame radiation, results are generally provided in terms of temperature, emissivity, geometry and related consequences on the emitted fluxes. Numerous studies involving radiative transfer are in fact restricted to these input data, using simple models of flame radiation. Among these usual models aimed at radiative transfer descriptions without strictly solving the RTE, accompanying assumptions are sometimes forgotten, whereas their applications may have consequences on the propagation accuracy. Numerous models use a formulation based on a radiative flux propagating from an emitting surface toward the target. In the present paper, as it is generally assumed, the "solid flame" refers to such a case of a surface emitting radiation at a given temperature and a prescribed emissivity, assumed to be equivalent to the true emission from the whole flame. In other studies the model considers the flame as a volume rather than simplifying the problem to a boundary surface radiation. Simplified volume models can be based on the divergence of the radiative flux integrated over the whole flame volume and emitted toward the target. However, some attempts really addressing the RTE solution or a Monte Carlo like simulation can be also used. In the followings, the "volume flame" refers to models where radiation is treated as emitted from inside the actual volume occupied by the mixing of gases and soots corresponding to the flame, whatever the method used for describing this radiation from the inside.

These concepts are widely found in the huge literature focused on radiative models related to fire propagation, which cannot be exhaustively recalled here. Some of the available studies are listed here in order to illustrate the use of the solid flame or volume flame models. For example Zàrate et al. [2] use a model based on solid flame concept and on view factor formulation for establishing safety distances based on radiative transfer results. They even clearly state that their experience definitively qualifies this model concept for various flame types, including large-scale fires. Butler and Cohen [3] also addressed this problem of safety zones before, based on radiation propagation modeling considering radiation between surfaces "*. . . The flame was approximated as a flat sheet of given height and width with uniform temperature and emissivity . . .*" and focusing on the view factor formulation. Recently Billaud et al. [4] combined their fire propagation model with a fine

* Corresponding author at: Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy F-54500, France. Tel.: +33 3 83 59 55 55.
E-mail addresses: anthony.collin@univ-nancy.fr (A. Collin), pascal.boulet@univ-nancy.fr (P. Boulet).

0017-9310/$ - see front matter © 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.
http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.09.065

formulation for radiation propagation based on a forward Monte Carlo Method (MCM) describing the flame surface emission. Among different applications, the study also included illustrations related to safety distances. With such a Monte Carlo or a ray tracing algorithm the method applied for the propagation description is able to address any geometry complexity, but the way the energy quanta are emitted from flames still corresponds to a solid flame concept in [4]. In order to characterize the flame a flux density is needed, or a set of a characteristic temperature and emissivity (which provide the flux density when combined). Note that the emission from the surface is assumed to be Lambertian, which is a property which will be discussed later on in this paper. On the contrary Séro-Guillaume et al. [5] and Chetehouna et al. [6] are also using view factor like-models for the propagation modeling but predicting radiation emission on the basis of a volume flame model. Using the assumption that the flame is optically thin, the flux divergence inside the flame is predicted based on a characteristic extinction coefficient. The emissivity concept is no more required, but the extinction coefficient of the flame is another parameter which has to be identified. Rossi et al. [7,8] recently compared two models which can be considered of the two different types: solid flame and volume flame. They obtained similar predictions when considering well chosen set of parameters: emissivity and temperature for one model, extinction coefficient and temperature for the other one. Of course, flux divergence, flux, temperature, emissivity and extinction coefficient may be combined in dedicated relationships, some of which will be recalled and discussed here.

Knight and Sullivan [9] discussed some limitations of the solid surface model and addressed the true problem of RTE solution for a semi-transparent volume flame. Their semi-transparent flame model, as they call it, is used in order to provide radiant heat fluxes received by a target or the equivalent emissivity of a front flame, showing the deviation from still often-used assumptions of black emission from the flames.

Radiative transfer modeling is also a question which is raised in experimental studies when the analysis is aimed at identifying flame properties like in Boulet et al. [10,11], Dupuy et al. [12] or Agueda et al. [13], to name but a few. The radiative transfer model is one key for the parameter identification. Therefore the question lies on the requirement for one model or the other for a better identification depending on the geometrical configuration and the flame type.

Actually, there is now a wide variety of existing solutions for the radiative transfer modeling, with possible use of methods considered by the radiative transfer community as the best suited for computing reference solutions (like the MCM) in order to evaluate the different methods. The choice of one or the other solution depends on the accepted computational cost regarding the expected accuracy, but some restrictions of the models are sometimes forgotten. One objective of the present paper is to recall some of these assumptions which should be kept in mind since they may influence the prediction of the flux, sometimes resulting in a wrong description of the flux distribution. An evaluation of the model limitations will be presented and suggestions based on analytical derivations will be done, in particular for the prediction of the intensity and the fluxes emitted by the flame. The illustrations will be chosen as related to simple and direct model applications up to complex modeling issues based on ray tracing or Monte Carlo Methods. Results for vertical flames will be presented throughout the paper for the sake of simplicity, but results could be extended to inclined flame for similar observations.

The paper is organized as follows: the RTE is first re-introduced as the basis of the radiation modeling, the classical radiative transfer models for the solid flame and the volume flames are recalled with emphasis given to the required assumptions, consequences on the directional intensities predicted with the different models are given, results are presented in terms of emitted fluxes and on flux received by targets at given distances from the flame.

2. Radiative transfer equation for optically thin and thick flames

The radiative transfer equation is an energy balance written on the intensity $I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})$, which depends on the position $\mathbf{s}$, on the propagation direction $\mathbf{\Omega}$ and on the wavenumber ν. A flame can be considered as a participating medium on the radiative transfer point of view, absorbing and emitting radiation due to the presence of gases at a given temperature, such as water vapor H_2O, carbon dioxide CO_2, carbon monoxide CO and due to soots which also scatter radiation at a lesser scale. For the present paper, the scattering effect is neglected as it is generally assumed. The RTE is then expressed as,

$$\mathbf{\Omega}\cdot\nabla I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega}) = -\kappa_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega}) + n_\nu^2\kappa_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})I_{b\nu}(T(\mathbf{s})) \tag{1}$$

$\kappa_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})$ is the absorption coefficient of the studied medium at the position $\mathbf{s}$ and at the wavenumber ν. $\mathbf{\Omega}$ is the propagation direction, $T(\mathbf{s})$ is the temperature at the location $\mathbf{s}$ and n_ν is the refractive index of the medium ($n_\nu \approx 1$ usually assumed). In considering this equation according to the $\mathbf{\Omega}$ direction, it can be written in a simple form as follows,

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s}(s) = -\kappa_\nu(s)I_\nu(s) + \kappa_\nu(s)I_{b\nu}(T(s)) \tag{2}$$

s is now defined as a curvilinear coordinate. The boundaries between air and the flame are pinpointed at $s = 0$ (gear of flame) and $s = s_f$ (front of flame). At $s = 0$, the boundary condition sets the intensity at $I_\nu(s=0) = I_{\nu,0}$. Generally, this $I_{\nu,0}$ corresponding to the intensity of the surroundings is very low (and consequently omitted) compared with the radiation obtained inside the flame.

In assuming that the attenuation coefficient is constant inside the flame and that its temperature is homogeneous, Eq. (2) can be solved without any additional assumption and the intensity is,

$$I_\nu(s) = (1 - e^{-\kappa_\nu s})I_{b\nu}(T_f) + I_{\nu,0}e^{-\kappa_\nu s} \tag{3}$$

This result is often referred to as the optically thick flame model (also usually neglecting the last term on the right hand side), but this is in fact the direct solution of the RTE with no requirement for a thick optical thickness. Therefore this is what we will use here as our reference "true absorbing–emitting" model. Note that it is based on the intensity formulation and that it corresponds to the exact RTE solution. When considering the flame as an emitting volume, formulations derived from the divergence of the radiative flux are often considered (see [5,6] for example). This will be commented in the next section, since the provided results may be really different from the present volume flame formulation.

Still considering the emission from the volume of the flame, a second often encountered model assumes that the flame is optically thin, which is often formulated considering that the self-attenuation term (first right hand side term in Eq. (2)) is negligible. Keeping the same boundary condition and the same assumptions of constant absorption and temperature, the solution becomes,

$$I_\nu(s) = I_{\nu,0} + \kappa_\nu s I_{b\nu}(T_f) \tag{4}$$

Actually, the optically thin flame assumption should be rather considered as an extension of the complete volume flame model, when the optical thickness tends to 0. Consequently, in considering an expansion in Taylor series for Eq. (3), the expression becomes,

$$I_\nu(s) \underset{\kappa_\nu s\to 0}{=} I_{\nu,0} + \kappa_\nu s(I_{b\nu}(T_f) - I_{\nu,0}) + o(\kappa_\nu s) \tag{5}$$

$$I_\nu(s) \approx I_{\nu,0}(1 - \kappa_\nu s) + \kappa_\nu s I_{b\nu}(T_f) \tag{6}$$

It is found that Eq. (4) is not a simple extension of Eq. (3) when the optical thickness tends to zero. Eqs. (4) and (6) are equivalent only if

the intensity coming from the surroundings is very low as compared to the intensity supplied by the flame ($I_{v,0} \ll I_{bv}(T_f)$), which is true in most cases, but becomes wrong if the flame is attached to a hot wall for example. In particular, Eq. (4) states that radiation comes from the surroundings behind the flame and the inner of the flame without any attenuation by absorption. On the contrary, Eq. (6) takes into account the absorption throughout the path in the flame, at least for the surrounding contribution. Definitively, Eq. (6) should be preferred as the true extension of the complete model for optically thin flames.

3. Comparison on the intensity predicted by the volume and solid flame models

In many industrial and environmental studies, such as forest fire propagation studies for instance, treating the radiative transfer in resolving Eq. (1) is computational time consuming. In order to save CPU time, it is usual to consider that the flame emits radiation as a solid surface. As stated in the introduction the participating volume of the flame is then replaced by an assumed equivalent radiant surface characterized by a temperature T_f, a spectral emissivity ϵ_v and a surface S. The temperature T_f and the surface S of the radiant surface are identical to those of the real flame and the term $I_{v,0}$ discussed in the previous section is neglected. The spectral emissivity is then deduced from Eq. (3) on the basis of the flame absorption coefficient and its width e_f by the relation,

$$\epsilon_v = 1 - e^{-\kappa_v e_f} \tag{7}$$

The intensity sent from the radiant surface is finally defined by

$$I_v(\mathbf{s} = s_f, \mathbf{\Omega}) = \epsilon_v I_{bv}(T_f) = (1 - e^{-\kappa_v e_f}) I_{bv}(T_f) \tag{8}$$

where s_f is the location of the flame surface. It can be noticed that the intensity is set identical whatever the propagation direction for this model (Lambertian emission). Actually, the model holds for the normal direction, but the intensities sent in the other propagation directions are ill-estimated, since this is equivalent to consider a radiation path (e_f) kept constant whatever the direction and the flame geometry.

To be more precise, let us consider a 1D flame with width e_f. A radiation propagating according to the $\mathbf{\Omega}$ direction, goes through the flame along the distance l_f which is estimated by

$$l_f = \frac{e_f}{\cos\theta} \tag{9}$$

where θ is the angle defined between the propagation direction and the normal to the surface. The value of the intensity sent from the flame is obtained from Eq. (3) as

$$I_v(\mathbf{s} = s_f, \mathbf{\Omega}) = (1 - e^{-\kappa_v \frac{e_f}{\cos\theta}}) I_{bv}(T_f) \tag{10}$$

The term $(1 - e^{-\kappa_v \frac{e_f}{\cos\theta}})$ can be considered as a directional emissivity. Then, this relationship is in accordance with the true absorbing–emitting model. Fig. 1 compares the dimensionless intensity (or the emissivity), defined as $\frac{I_v(\mathbf{s}=s_f,\mathbf{\Omega})}{I_{bv}(T_f)}$ obtained with Eq. (10) (continuous lines) with the one computed with Eq. (8) which assumes the flame as a solid Lambertian surface (dashed lines). Three optical thicknesses (defined as the product $\kappa_v e_f$) are considered from 0.1 to 10. The first remark concerns the strong dependency of the intensity as a function of the propagation direction. For a normal incidence, both models produce the same value for the dimensionless intensity (the path length across the flame is exactly the flame thickness). When the propagation direction is shifted from the normal incidence, the dimensionless intensity predicted by the true absorbing–emitting model is higher than the one of the radiant surface (or solid flame) model. The maximal discrepancy between the two models is reached when the propagation angle tends to 90°.

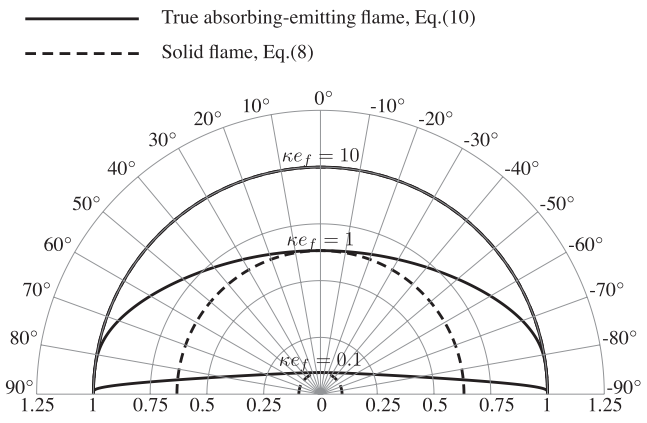


Fig. 1. Comparison between the emissivities yielded by solid flame and volume flame models as a function of emission direction for various optical thicknesses.

Let us evaluate the discrepancy in this worst case of emission at 90° as,

$$\mathrm{Err} = \left| \frac{(I_v(\mathbf{s} = s_f, \mathbf{\Omega}(\mathbf{90}^\circ)))_{SF} - (I_v(\mathbf{s} = s_f, \mathbf{\Omega}(\mathbf{90}^\circ)))_{TF}}{(I_v(\mathbf{s} = s_f, \mathbf{\Omega}(\mathbf{90}^\circ)))_{TF}} \right| \approx e^{-\kappa e_f} \tag{11}$$

where the subscripts *SF* and *TF* are used for *Solid Flame* and *True absorbing–emitting Flame*, respectively. This discrepancy between the two models increases, when the optical thickness decreases. This is clear in Fig. 2 where the relative error is plotted as a function of the optical thickness. It is worth noticing that the two models are very close and show discrepancies lesser than 5% for optical thicknesses higher than 3. The flames with high optical thicknesses are representative of large pool-fires (where the soot fraction is very important) or from wildland fires (where the flame width can be very large). Nevertheless, the recent work by Boulet et al. [11] that deals with radiation emitted by optically thin to optically thick flames demonstrates that the mean extinction coefficient κ obtained for flames of wood shavings with widths varying from 0.5 m up to 4 m is estimated to 0.4 m^{-1}. In the thickest flame case (4 m in width), the optical thickness reaches 1.6 which is far from the threshold of 3 defined above. As a consequence, for realistic cases, these two models might not provide equivalent results for the emitted spectral intensity.

4. Comparisons on the fluxes emitted by flames

The fluxes emitted by flames, predicted with the different models, are now compared. The radiative flux density can be computed in a straightforward manner as a function of the intensity at the location s_f of the flame. The relation used for the calculation is,

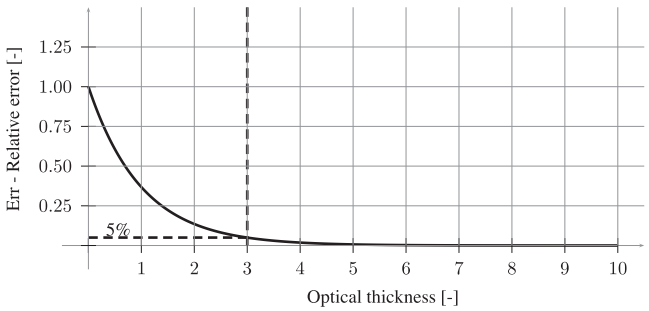


Fig. 2. Discrepancy observed between the two models as a function of the optical thickness.

$$\varphi_\nu(\mathbf{s}=s_f)=\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=\frac{\pi}{2}} I_\nu(\mathbf{s}=s_f,\mathbf{\Omega})\cos\theta\sin\theta d\theta d\phi \tag{12}$$

Here, θ is the angle defined between the propagation direction $\mathbf{\Omega}$ and the normal vector $\mathbf{n}$ of the flame, ϕ is the azimuthal angle. For a flame represented by the radiant surface, the intensity is constant and its value is set at $(1-e^{-\kappa_\nu e_f})I_{b\nu}(T_f)$ according to Eq. (8). The spectral radiative flux density is then,

$$\varphi_\nu(\mathbf{s}=s_f)=\pi(1-e^{-\kappa_\nu e_f})I_{b\nu}(T_f) \tag{13}$$

In the case where the flame is considered as a participating volume the intensity is given by Eq. (10). The integral can still be calculated, it results in a more complex relationship which is,

$$\varphi_\nu(\mathbf{s}=s_f) = e^{-\kappa_\nu e_f}\pi(\kappa_\nu e_f-1+e^{\kappa_\nu e_f}-(\kappa_\nu e_f)^2 e^{\kappa_\nu e_f}E_1(\kappa_\nu e_f))I_{b\nu}(T_f) \tag{14}$$

where E_1 is the exponential integral defined as [14],

$$E_1(\tau)=\int_\tau^{+\infty}\frac{e^{-t}}{t}dt \tag{15}$$

The dimensionless radiative flux densities obtained for the two models are plotted in Fig. 3. Results obtained with these models present some discrepancies especially when the optical thickness is low. In this case, the radiative flux emitted by the solid flame is underestimated.

As depicted in Fig. 4 (continuous line), these discrepancies can reach up to 50% in using the values of the volume flame as a reference. For optical thickness above 5 the gap between the two models becomes lower than 5%. When the optical thickness further increases, the two flame models induce the same radiative energy.

As it has been previously observed, the discrepancy between the two models is important when the optical thickness is low. This can be also explained expanding the basic equations in Taylor series when the flame is optically thin. For Eq. (13) this yields,

$$\varphi_\nu(\mathbf{s}=s_f)\underset{\kappa_\nu e_f\to 0}{=}\pi\kappa_\nu e_f I_{b\nu}(T_f)+o(\kappa_\nu e_f) \tag{16}$$

whereas Eq. (14) leads to,

$$\varphi_\nu(\mathbf{s}=s_f)\underset{\kappa_\nu e_f\to 0}{=}2\pi\kappa_\nu e_f I_{b\nu}(T_f)+o(\kappa_\nu e_f) \tag{17}$$

The ratio between the two radiative fluxes is 2. This observation is in agreement with the relative error plotted in Fig. 4 where the error reaches 50% when the optical thickness tends to 0. In a nutshell, when the flame is optically thin, the true absorbing–emitting flame model predicts an emitted radiative flux twice higher than the solid flame under the same conditions. This remark may have important consequences on the energy quantification of a target submitted to radiation.

Result provided by Eq. (17) is also interesting when compared with a classical formulation of the flame emission based on the divergence of the radiative flux. The radiative flux may be written as follows,

$$\varphi_\nu(\mathbf{s})=\int_{4\pi} I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})\mathbf{\Omega}d\Omega \tag{18}$$

Then, the divergence of the radiative flux may be derived as,

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\varphi_\nu(\mathbf{s}) &= \int_{4\pi}\nabla\cdot(I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})\mathbf{\Omega})d\Omega\\ &= \underbrace{\int_{4\pi} I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})\nabla\cdot\mathbf{\Omega}d\Omega}_{=0}+\int_{4\pi}\nabla I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})\cdot\mathbf{\Omega}d\Omega\\ &= \int_{4\pi}\nabla I_\nu(\mathbf{s},\mathbf{\Omega})\cdot\mathbf{\Omega}d\Omega\end{aligned} \tag{19}$$

In introducing the RTE (Eq. (1)) in Eq. (19), the divergence of the radiative flux may be expressed by,

$$\nabla\cdot\varphi_\nu=\kappa_\nu(4\pi I_{b\nu}(T_f)-\int_{4\pi} I_\nu d\Omega) \tag{20}$$

which, neglecting the absorption term as compared to the emission (optically thin flame assumption), leads to

$$\nabla\cdot\varphi_\nu=4\pi\kappa_\nu I_{b\nu}(T_f) \tag{21}$$

The spectral radiative flux leaving the volume of the flame (V_{flame}) is consequently evaluated as

$$\Phi_\nu=4\pi\kappa_\nu V_{\text{flame}} I_{b\nu}(T_f) \tag{22}$$

If only the emission toward one hemisphere is considered and dividing by the flame surface (S_f), the flux density is finally obtained in the same form as Eq. (17)

$$\varphi_\nu=\frac{1}{2}\frac{\Phi_\nu}{S_f}=2\pi\kappa_\nu e_f I_{b\nu}(T_f) \tag{23}$$

The same relationship would be obtained of course considering Eq. (4) written at the front surface of the flame and integrating it as required by Eq. (12). It appears that this formulation of the volume flame radiation is in fact an approximation for optically thin flames and should be used with care if extended to any fire situation.

It is interesting to know for which optical thickness the flame can be assumed to be optically thin, still considering volume flame models. Eq. (17) is used to provide a volume flame model based on the optically thin flame assumption and is compared to our reference volume flame based on Eq. (14). The relative discrepancy is presented with the dashed line in Fig. 4. The relative error reaches quickly high values. In considering 5%-relative error as a maximal threshold to validate the optically thin flame assumption, the maximal optical thickness is evaluated at 0.02. This value is very low. In

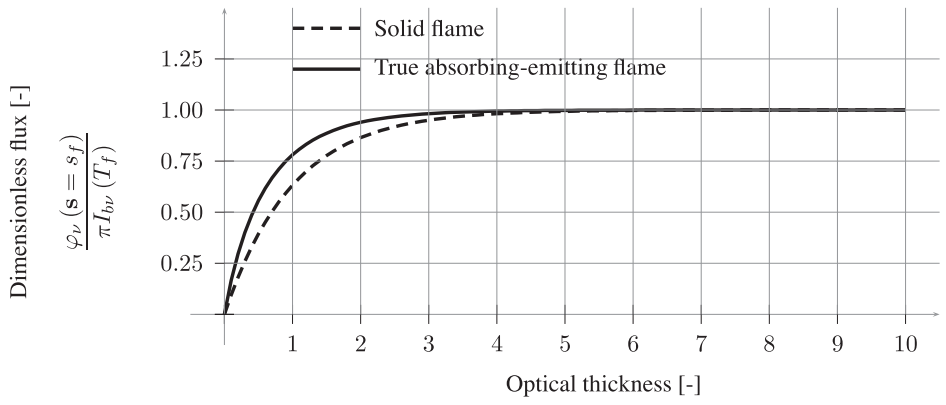


Fig. 3. Dimensionless radiative flux emitted from flame as a function of optical thickness.

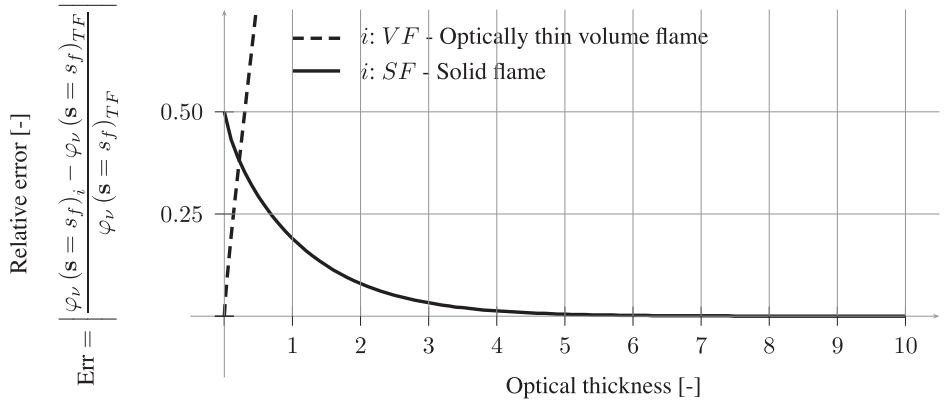


Fig. 4. Relative discrepancy between fluxes emitted from the flame as a function of flame optical thickness. The True absorbing–emitting flame model is taken as the reference. Solid line for the discrepancy with the solid flame model. Dashed line for the error when introducing the optically thin approximation in the volume flame model (cut, since quickly increasing).

considering that the absorption coefficient is close to 0.4 m^{-1} [11], the maximal width would be 5 cm. Therefore the validity range for using this assumption seems to be very limited.

5. Flux received by a target

The prediction of the radiative flux received by a target located at a given distance from the flame is now addressed. It is an important criterion for a model evaluation when radiative transfer becomes predominant in the fire propagation. This target can represent the vegetation canopy, a firefighter, a building or anything else submitted to radiative flux coming from a flame. In this section the flux received by a sensor with various orientations and locations is evaluated. For the sake of simplicity the medium between the flame and the sensor is supposed to be transparent. It must be emphasized that this is a strong assumption since absorption by the surrounding atmosphere, which is rarely accounted for in fire propagation models, may become of strong importance when the distance between flame and sensor increases. Definite spectral bands are more especially concerned considering that CO_2 or H_2O concentrations close to the fire can be significantly higher than standard atmospheric values. Such assumption of transparent medium between flame and sensor would not be acceptable in applications such as torching, or plume signature for instance, where emitted radiation is also received on a line of sight through the atmosphere. Emission by the flame and transmission through the atmosphere are strongly correlated, which requires advanced spectral models for the radiative transfer description. For the present purpose, this could also have an impact on the received fluxes, but would require a specific spectral resolution which is beyond the scope of the present paper rather devoted to the flame emission model itself. Readers interested by such spectral concerns and related atmospheric absorption should refer to the specific literature on fine radiation models, involving gas representation from fictitious gases to line-by-line models (see [15] among others for an overview of this problem). In the present approach, the calculation of the part of the flux emitted by the flame which is received by the sensor is then like a view factor evaluation. The sensor is assumed to be small in size. The received flux can be derived analytically for some simple situations like for the solid flame emission case or for the volume flame when supposed optically thin. For the most complex case (true emitting–absorbing volume flame) the evaluation can be done by numerical means, such as a Monte Carlo Method for instance.

In the followings the target is a small surface (close to a point) with given orientations. Consequently, the flux density is evaluated for various reception angles. Θ is the angle between the sensor normal and x-axis. The flame is vertical (see Fig. 5), with height h and width $l_1 + l_2$ allowing to address non symmetrical configurations.

For the case of the solid flame with emissivity ϵ located at abscissa $x = 0$ (see Fig. 5(a)) the flux density received by a sensor located at abscissa x_{sen} is defined as

$$\varphi_{SF}(x_{\mathrm{sen}}) = \frac{\epsilon\sigma T_f^4}{\pi} \int_{S_{\mathrm{flame}}} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{r^2} \mathrm{d}S \tag{24}$$

with S_{flame} the total flame surface, r the distance between the M_j and the M_i point and θ_k the angle defined between the $\overrightarrow{M_iM_j}$ vector and the normal to the surface at the M_k location. After some calculations detailed in the appendix, Eq. (24) yields,

$$\begin{aligned}\varphi_{SF}(x_{\mathrm{sen}}) = \epsilon\sigma T_f^4 (&F_1(l_2, h, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) - F_1(l_2, 0, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) \\ &- F_1(-l_1, h, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) + F_1(-l_1, 0, x_{\mathrm{sen}}, \Theta))\end{aligned} \tag{25}$$

where F_1 is defined as,

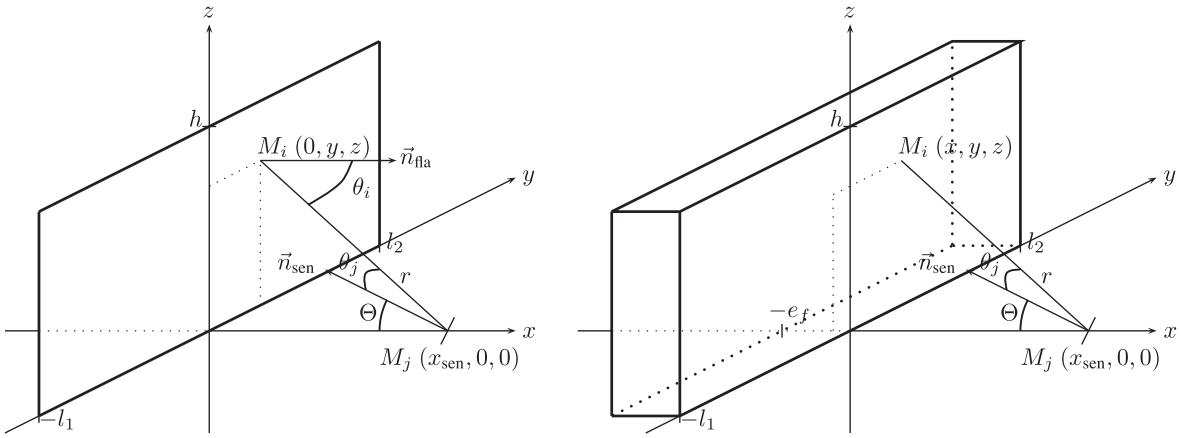
$$\begin{aligned}F_1(y, z, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) = \frac{1}{2\pi}\Bigg(&\frac{y\cos\Theta}{\sqrt{y^2 + x_{\mathrm{sen}}^2}} \mathrm{Arctan}\left(\frac{z}{\sqrt{y^2 + x_{\mathrm{sen}}^2}}\right) \\ &+ \frac{z\cos\Theta - x_{\mathrm{sen}}\sin\Theta}{\sqrt{z^2 + x_{\mathrm{sen}}^2}} \mathrm{Arctan}\left(\frac{y}{\sqrt{z^2 + x_{\mathrm{sen}}^2}}\right)\Bigg)\end{aligned} \tag{26}$$

Concerning the volume flame, its width is set at e_f as it is depicted in Fig. 5(b). For the case of the volume flame with assumption of thin optical thickness, the radiative heat flux density can be evaluated as,

$$\varphi_{VF}(x_{\mathrm{sen}}) = \frac{\kappa\sigma T_f^4}{\pi} \int_{V_{\mathrm{flame}}} \frac{\cos\theta_j}{r^2} \mathrm{d}V \tag{27}$$

and the derivation detailed in the appendix results in

$$\begin{aligned}\varphi_{VF}(x_{\mathrm{sen}}) = 4\kappa\sigma T_f^4 (&F_2(0, l_2, h, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) - F_2(0, l_2, 0, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) \\ &- F_2(0, -l_1, h, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) + F_2(0, -l_1, 0, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) \\ &- F_2(-e_f, 0, l_2, h, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) + F_2(-e_f, l_2, 0, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) \\ &+ F_2(-e_f, -l_1, h, x_{\mathrm{sen}}, \Theta) - F_2(-e_f, -l_1, 0, x_{\mathrm{sen}}, \Theta))\end{aligned} \tag{28}$$



(a) Solid flame representation

(b) Volume flame representation

Fig. 5. Flame representations used for the energy distribution evaluation.

F_2 is expressed by,

$$
\begin{aligned}
F_2(x,y,z,x_{\text{sen}},\Theta) = \frac{1}{4\pi}\Bigg(&\cos\Theta\Bigg((x_{\text{sen}}-x)\left(\text{Arctan}\left(\frac{x-x_{\text{sen}}}{2}\right)\right.\\
&\left.+\text{Arctan}\left(\frac{yz}{(x-x_{\text{sen}})\sqrt{(x-x_{\text{sen}})^2+y^2+z^2}}\right)\right)\\
&+z\left(-1+\ln\left(y+\sqrt{(x-x_{\text{sen}})^2+y^2+z^2}\right)\right.\\
&\left.+y\ln(z+(x-x_{\text{sen}})^2+y^2+z^2)\right)\Bigg)\\
&+\sin\Theta\left((x-x_{\text{sen}})+\text{Argcoth}\left(\frac{y}{\sqrt{(x-x_{\text{sen}})^2+y^2+z^2}}\right)\right.\\
&-y\text{Argcoth}\left(\frac{x-x_{\text{sen}}}{\sqrt{(x-x_{\text{sen}})^2+y^2+z^2}}\right)\\
&\left.+z\text{Arctan}\left(\frac{(x-x_{\text{sen}})y}{z\sqrt{(x-x_{\text{sen}})^2+y^2+z^2}}\right)\right)\Bigg)
\end{aligned}
\tag{29}
$$

For the case of a true emitting–absorbing volume flame, analytical relationships are not easily obtained for the radiative heat flux impinging the sensor. This is due to the self-absorption phenomenon inside the flame. Only numerical means can provide some quantifications for this configuration. Numerical simulations based on a reciprocal Monte Carlo Method are performed. It ensures a really faster convergence than what would yield a forward Monte Carlo Method carried out for a very small sensor surface representing the target. Details on the method can be found in Tessé et al. [16]. An ERM (Emission Reciprocity Method) is applied here, which directly provides the net radiative flux exchanged between flame and target. Monte Carlo Method simulations are carried out for each configuration allowing a comparison between the above presented relationships and numerical predictions. For the solid flame, a Lambertian emission from the emitting surface is considered. When the optically thin volume flame is addressed, quanta are tracked inside the volume flame with an energy evolution fulfilling the linearized relation given by Eq. (6). Finally for the true absorbing–emitting flame case, quanta are tracked, taking into account the actual attenuation in the flame with a formalism fulfilling relation defined by Eq. (3).

Firstly, a validation step is carried out. The aim is to compare the results provided by the analytical relationships with the ones performed by the reciprocal Monte Carlo approach. The flame is assumed to be 1.5 m in height, 4 m in large (l_1 = 1 m and l_2 = 3 m in order to consider a non symmetrical problem). The thickness is set at 0.5 m and the absorption coefficient at 1 m^{-1}, which corresponds to an emissivity of 0.39, following Eq. (7). Two orientations are considered for the sensor: a vertical orientation ($\Theta = 0$) and a horizontal orientation ($\Theta = \frac{\pi}{2}$). The flame temperature is set at 1200 K. For numerical simulations, radiation emitted by the sensor is neglected compared with the one coming from the flame. Nevertheless, to perform ERM simulation results, the sensor temperature must be set to a given temperature (typically set to 1 K for numerical reasons in order to discard its own emission). 10^6 quanta are followed for each sensor. Fig. 6 presents the radiative heat flux density against the distance from the flame. The results obtained by the analytical relationships are plotted with lines whereas the ones provided by the numerical tool are represented by symbols. The curves are quite superimposed. The maximal discrepancies reach 2% and the mean discrepancies are lesser than 1%. These results show a good agreement between these two means to quantify the radiative heat flux density. This provides some indication regarding the accuracy achievable with the relationships Eqs. (25) and (28). The global trends are logical and they are clearly confirmed by the Monte Carlo Method computations. The question is now about the capability of these models to address true situations of flame despite the used assumptions (solid flame or optically thin flame).

Figs. 7–9 show some comparisons between results carried out on the solid flame, on the optically thin volume flame and on the actual absorbing–emitting flame, for three different optical thicknesses. Data are presented in terms of fluxes in order to provide order of magnitude, expressed in kW/m^2. Here again, the received flux is plotted as a function of the distance between flux sensor and front flame. Two orientations are considered for the sensor: vertical and horizontal orientation. The following characteristics have been chosen for the flame: height h = 2 m, width given by l_1 = 1.5 m and l_2 = 1.5 m, thickness e_f = 1 m and absorption coefficient set to 0.1, 1 and 3 m^{-1}. The flame temperature is assumed to be constant at 1200 K. 10^6 quanta are tracked for each sensor location and for each orientation.

First of all, for all tested configurations, the received flux decreases with the distance from the flame, as it was logically expected. Moreover, there is an obvious influence of the sensor orientation with a higher flux obtained for the horizontal orientation as compared to the vertical one near the flame front and a reverse observation far from the flame. This can be understood easily from geometrical considerations considering the rays impacting

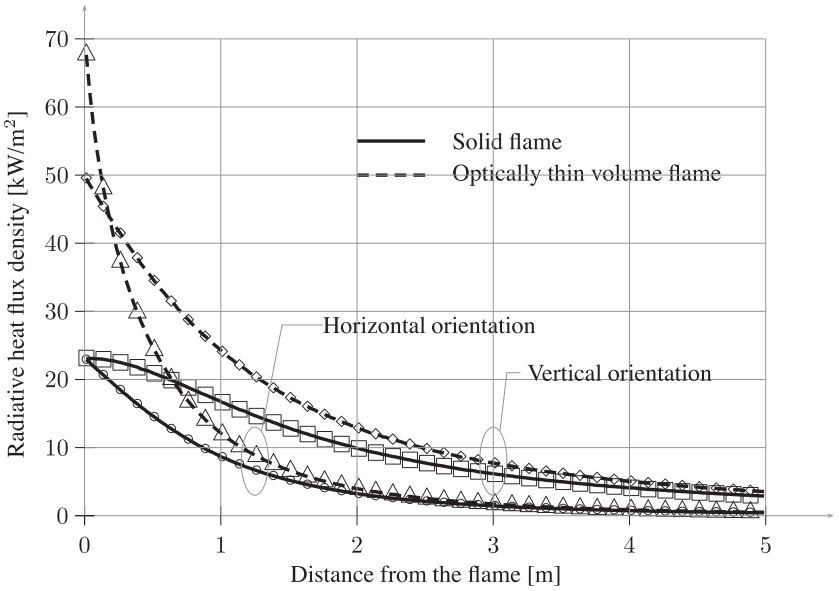


Fig. 6. Approximated received fluxes as a function of the distance from the flame. Comparisons between results obtained with the analytical relationships (lines) and adapted reciprocal Monte Carlo simulations (symbols). Flame with optical thickness 0.5.

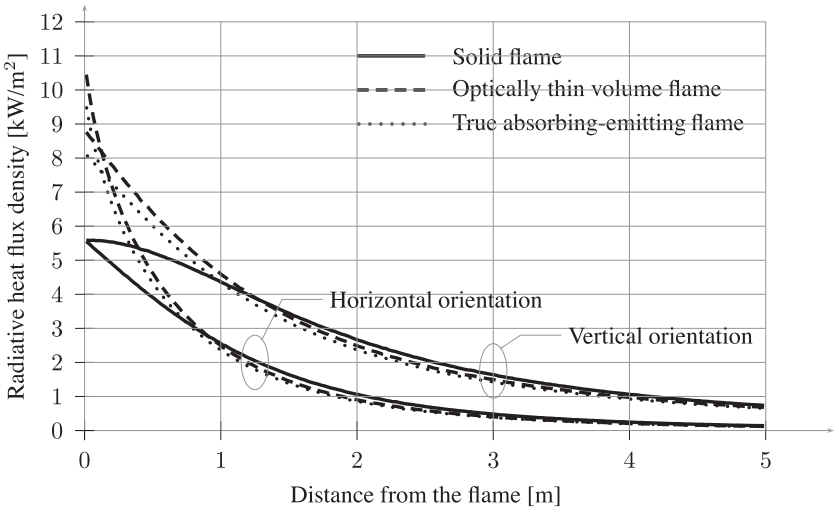


Fig. 7. Radiative heat flux distribution as a function of the distance from the flame for $\kappa = 0.1\ m^{-1}$.

the sensor surface and should be kept in mind when performing experimentations aimed at determining safety distances or similar characteristics.

For the case where the optical thickness is low (Fig. 7), it is worth noticing that the results obtained by the true absorbing–emitting flame and the ones performed for the optically thin volume flame are very close. This remark is in good agreement with the assumption used to define an optically thin flame. Using the results obtained by the true absorbing–emitting flame as a reference, the mean discrepancy is around 5% and the maximal one can reach 10% at the flame location. Beyond 1 m from the flame, the results provided by the solid flame model seem to be in good agreement too, but the mean discrepancy is in the range between 15% and 20%. Close to the flame, these discrepancies can reach 40% with an under-estimation of the radiative heat flux density. This gap concerning the radiative contribution may have an influence on the modeling regarding the combustion process, the fire propagation, or the determination of fire safety distances.

When the optical thickness increases up to 1 (Fig. 8, where $\kappa = 1\ m^{-1}$), the results estimated by the solid flame model seem again to be close to the ones computed for the true absorbing–emitting flame but the mean discrepancy is still important, around 15% and the maximal error is 25% close to the flame position. For the optically thin flame, the results are not in a good agreement with the reference case, the mean error is 60% and can reach 120% near the flame. This configuration where $\kappa = 1\ m^{-1}$ is interesting because it does not fulfill the assumptions required to use neither the solid flame nor the optically thin flame model. Under these conditions, the under- or the over-estimation of the radiative heat flux density is very important.

Finally, when the optical thickness is high (cf. Fig. 9, where $\kappa = 3\ m^{-1}$), the comparison of the results predicted by the solid flame model with the ones of the reference case show that the solid flame is a good compromise performing a mean discrepancy estimated around 12%. The optically thin flame model, for which the main required assumption is not satisfied provides flux densities over-predicted by around 400%.

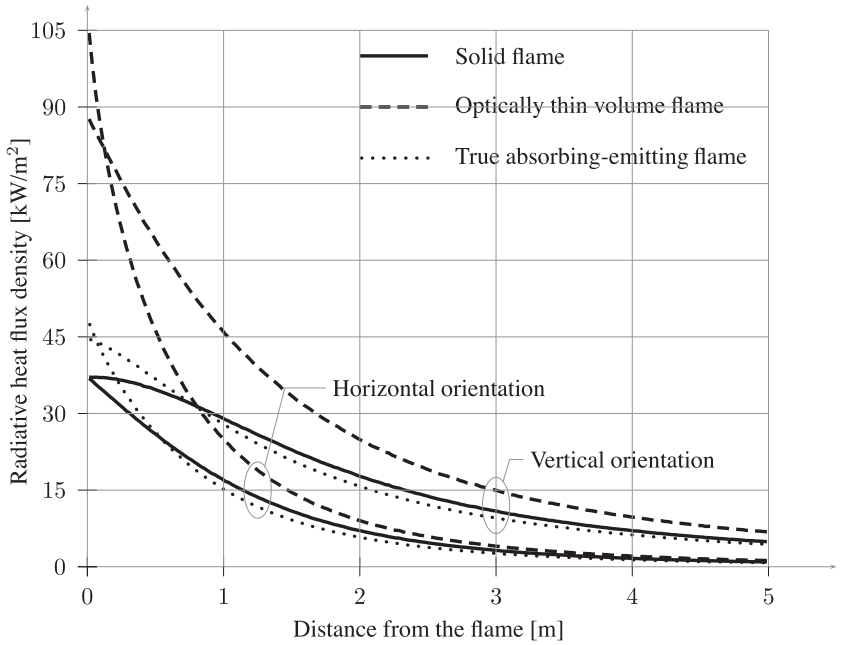


Fig. 8. Radiative heat flux distribution for $\kappa = 1\ m^{-1}$.

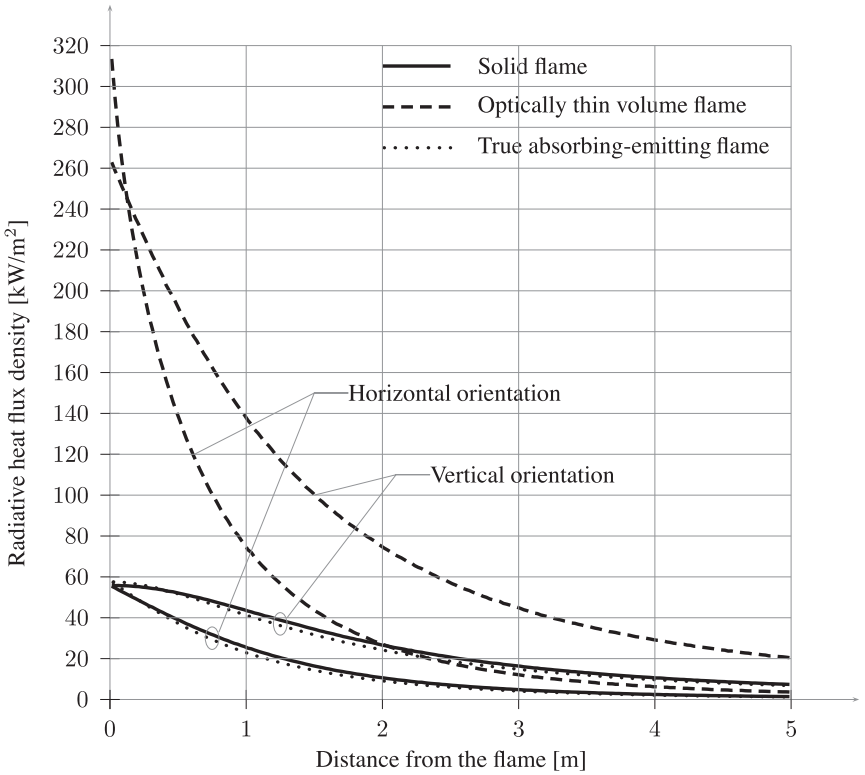
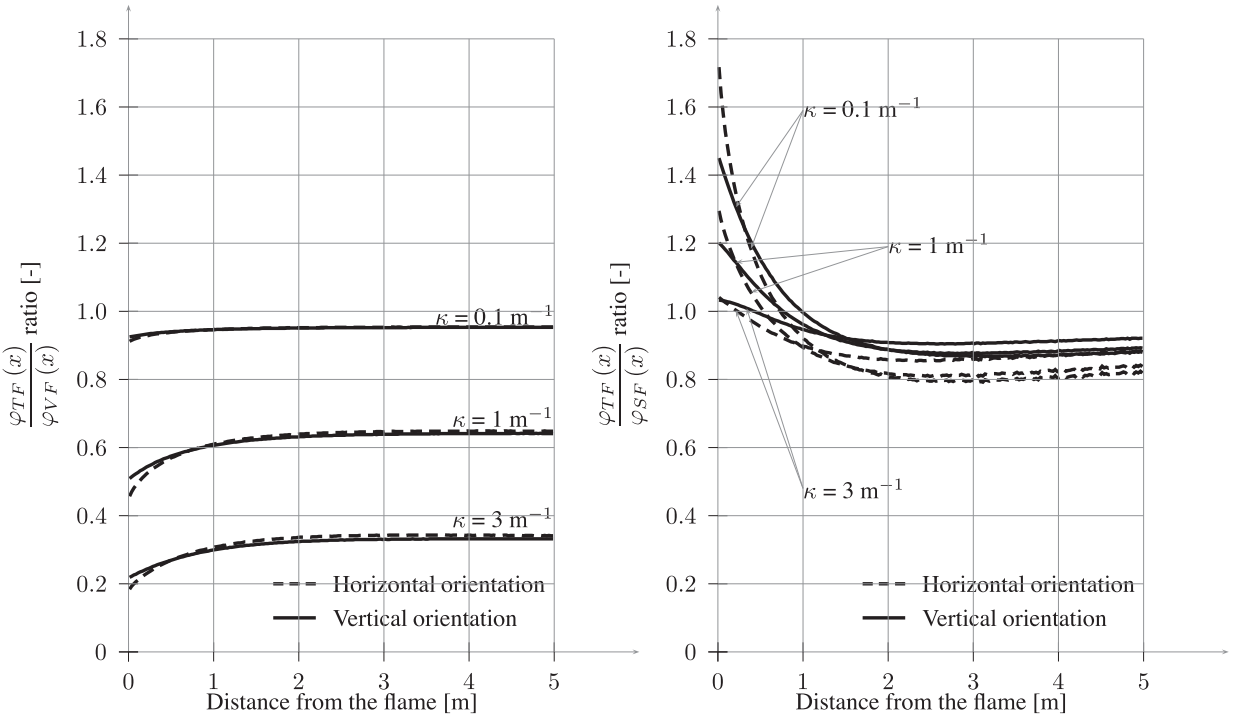


Fig. 9. Radiative heat flux distribution for $\kappa = 3\ m^{-1}$.

Fig. 10 gives an idea of the inaccuracy of the simple models, representing the ratio of the radiative heat flux distribution with the true absorbing–emitting flame model (φ_{TF}), divided by the one obtained with the optically thin flame model (φ_{VF}) on the left and with the results of the solid flame model (φ_{SF}) on the right, as a function of the distance from the flame. The configurations previously presented are still considered here (three different optical thicknesses and two orientations for the sensor). The results shown in Fig. 10 demonstrate that the discrepancies between the models are strongly varying. The optically thin volume flame is always overestimating the received flux (which is logical since the self absorption by the flame is omitted), with an inaccuracy which rises with the optical thickness. No simple correction could be brought to this model considering the strong influence of the optical thickness (and also of the flame geometry as observed on complementary tests, not shown here). The accuracy also decreases for



(a) Optically thin volume flame

(b) Solid flame model

Fig. 10. Comparison of radiative heat flux distributions against the ones obtained with true absorbing–emitting flame model.

predictions closer to the flame edge. For the solid flame, the inaccuracy also varies in a complex manner and no simple correction factor could be introduced. There is a similar trend to overestimate the received flux far from the flame, whereas results are on the contrary strongly underestimating the received flux near the flame (which could be a problem for the prediction of the radiative transfer influence on the fuel load and its pyrolysis near the flame).

To sum up, as it was mentioned in the previous section, the intensity may strongly vary with the propagation direction, which induces that the radiative heat flux distribution may be dramatically different for a flame model to another. These discrepancies should have important consequences on the fire propagation study or on the fire safety distance determination for instance and should be carefully quantified. For example, for the safety distances, the flux density threshold is usually set at 4.7 kW/m^2 corresponding to the lower bound for which the first injuries appear [2]. In considering the configuration presented in Fig. 8 and in using the results obtained with a vertical sensor, the safety distance estimated by the solid flame model is about 5.2 m, whereas it is set at 6.4 m for the optically thin flame model and 4.9 m for the true absorbing–emitting flame model. Hence, the discrepancies in the estimation can reach 30%.

6. Conclusion

Usual models for radiative transfer evaluation in the frame of flame propagation have been compared. Model derivations with related assumptions have been recalled for the solid flame model and the optically thin volume flame model. They have been compared with a true absorbing–emitting volume flame model, which has been considered as the reference solution.

The solid flame model has been observed to provide satisfactory results when the optical thickness of the flame is sufficiently high (reasonable accuracy above 5 for the optical thickness). However, this model assumes a Lambertian emission, which is far from reality when shifting from the normal to the flame surface. This causes strong deviations as compared to the true intensity distribution and may result in errors in the flux evaluated on a target near the edge of the flame. As an illustration, a mean error equal to 12% has been still found for a flame with an optical thickness of 3 when compared to the reference solution. This model is also failing in evaluating the radiative fluxes when applied on flames with low optical thickness (up to 20% in average in the present application, even worse close to the flame).

On the contrary the optically thin flame model is better performing for very small flames, but its accuracy quickly falls, even for moderate optical thicknesses (5% of mean relative discrepancies for an optical thickness equal to 0.1, reaching errors up to 400% for an optical thickness equal to 3). This model should be restricted to very limited applications, hardly usable in the frame of fire propagation.

Analytical formulations have been presented for these two models, that might be used for a fast computation of the radiative transfer, but keeping in mind the above mentioned restrictions.

A complete evaluation of the true radiation involving actual absorption and emission by the flame should be preferred. A Monte Carlo Method has been used here, which can be involved with reduced computational cost if well adapted to the case study, for example involving a reciprocal formulation like here, when dealing with fluxes received by targets. The present study was restricted to geometrical considerations and transfer applications, the radiation source being assumed well known in terms of total power at least, but the spectral nature of the flame should be also addressed for an accurate evaluation of flame radiation. No supplementary difficulty would be involved when using the Monte Carlo Method provided a spectral radiation model is taken into account. This would be an extension of the present work in a next step, including the

radiation by soot and participating gases in particular and also the influence of participating surroundings due to gases between flame and targets.

Appendix A. Derivation of the analytical relationships of flux received by a target

A.1. Case of the solid flame

In order to develop Eq. (24), r, $\cos\theta_i$ and $\cos\theta_j$ must be evaluated. For this configuration, several vectors have to be defined as,

$$\overrightarrow{M_iM_j} = \begin{pmatrix} x_{sen} \\ -y \\ -z \end{pmatrix}, \quad \vec{n}_{sen} = \begin{pmatrix} -\cos\Theta \\ 0 \\ \sin\Theta \end{pmatrix}, \quad \vec{n}_{fla} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{30}$$

As a consequence, r is,

$$r = \|\overrightarrow{M_iM_j}\| = \sqrt{x_{sen}^2 + y^2 + z^2} \tag{31}$$

Then the calculation of $\cos\theta_i$ and $\cos\theta_j$ gives,

$$\cos\theta_j = -\vec{n}_{sen} \cdot \frac{\overrightarrow{M_iM_j}}{\|\overrightarrow{M_iM_j}\|} = \frac{x_{sen}\cos\Theta + z\sin\Theta}{\sqrt{x_{sen}^2 + y^2 + z^2}}, \quad \cos\theta_i = \vec{n}_{fla} \cdot \frac{\overrightarrow{M_iM_j}}{\|\overrightarrow{M_iM_j}\|} = \frac{x_{sen}}{\sqrt{x_{sen}^2 + y^2 + z^2}} \tag{32}$$

Eq. (24) becomes,

$$\varphi_{SF}(x_{sen}) = \frac{\epsilon\sigma T_f^4}{\pi} \int_{y=-l_1}^{y=l_2} \int_{z=0}^{z=h} \frac{x_{sen}(x_{sen}\cos\Theta + z\sin\Theta)}{(x_{sen}^2 + y^2 + z^2)^2} \mathrm{d}y\mathrm{d}z \tag{33}$$

which finally provides Eq. (25).

A.2. Case of the optically thin volume flame

In order to develop Eq. (27), r and $\cos\theta_i$ must be evaluated. For this configuration, two vectors have to be defined first,

$$\overrightarrow{M_iM_j} = \begin{pmatrix} x_{sen} - x \\ -y \\ -z \end{pmatrix}, \ \vec{n}_{sen} = \begin{pmatrix} -\cos\Theta \\ 0 \\ \sin\Theta \end{pmatrix} \tag{34}$$

As a consequence, r is,

$$r = \|\overrightarrow{M_iM_j}\| = \sqrt{(x_{sen} - x)^2 + y^2 + z^2} \tag{35}$$

Then the calculation of $\cos\theta_j$ gives,

$$\cos\theta_j = -\vec{n}_{sen} \cdot \frac{\overrightarrow{M_iM_j}}{\|\overrightarrow{M_iM_j}\|} = \frac{(x_{sen} - x)\cos\Theta + z\sin\Theta}{\sqrt{(x_{sen} - x)^2 + y^2 + z^2}} \tag{36}$$

Finally, Eq. (27) becomes,

$$\varphi_{VF}(x_{sen}) = \frac{\kappa\sigma T_f^4}{\pi} \int_{x=-e_f}^{x=0} \int_{y=-l_1}^{y=l_2} \int_{z=0}^{z=h} \times \frac{(x_{sen} - x)\cos\Theta + z\sin\Theta}{((x_{sen} - x)^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z \tag{37}$$

which provides Eq. (28).

References

[1] A.L. Sullivan, P.F. Ellis, I.K. Knight, A review of radiant heat flux models used in bushfire applications, Int. J. Wildland Fire 12 (1) (2003) 101–110.
[2] L. Zàrate, J. Arnaldos, J. Casal, Establishing safety distances for wildland fires, Fire Saf. J. 43 (8) (2008) 565–575.
[3] B.W. Butler, J.D. Cohen, Firefighter safety zones: a theoretical model based on radiative heating, Int. J. Wildland Fire 8 (2) (1998) 73–78.
[4] Y. Billaud, A. Kaiss, J.L. Consalvi, B. Porterie, Monte Carlo estimation of thermal radiation from wildland fires, Int. J. Thermal Sci. 50 (1) (2011) 2–11.
[5] O. Séro-Guillaume, S. Ramezani, J. Margerit, D. Calogine, On large scale forest fires propagation models, Int. J. Thermal Sci. 47 (6) (2008) 680–694.
[6] K. Chetehouna, O. Séro-Guillaume, O. Sochet, A. Degiovanni, On the experimental determination of flame front position and of propagation parameters for a fire, Int. J. Thermal Sci. 47 (9) (2008) 1148–1157.
[7] J.L. Rossi, K. Chetehouna, A. Collin, B. Moretti, J.H. Balbi, Simplified flame models and prediction of the thermal radiation emitted by a flame front in an outdoor fire, Combust. Sci. Technol. 182 (2) (2010) 1457–1477.
[8] J.L. Rossi, A. Simeoni, B. Moretti, V. Leroy-Cancellieri, An analytical model based on radiative heating for the determination of safety distances for wildland fires, Fire Saf. J. 46 (8) (2011) 520–527.
[9] I.K. Knight, A.L. Sullivan, A semi-transparent model of bushfire flames to predict radiant heat flux, Int. J. Wildland Fire 13 (2) (2004) 201–207.
[10] P. Boulet, G. Parent, A. Collin, Z. Acem, B. Porterie, J.P. Clerc, J.L. Consalvi, A. Kaiss, Spectral emission of flames from laboratory-scale vegetation fires, Int. J. Wildland Fire 18 (7) (2009) 875–884.
[11] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, Y. Billaud, B. Porterie, Y. Pizzo, C. Picard, Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland flames, J. Combust. 2011 (2011). 137437-1–137437-8.
[12] J.L. Dupuy, P. Vachet, J. Maréchal, J. Meléndez, A.J. de Castro, Thermal infrared emission transmission measurements in flames from a cylindrical forest fuel burner, Int. J. Wildland Fire 16 (3) (2007) 324–340.
[13] A. Agueda, E. Pastor, Y. Perez, E. Planas, Experimental study of the emissivity of flames resulting from the combustion of forest fuels, Int. J. Thermal Sci. 49 (3) (2010) 543–554.
[14] M. Abramowitz, I.A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications, New York, 1965. Chapter 5.
[15] J. Taine, A. Soufiani, Gas IR radiative properties: from spectroscopic data to approximate models, Adv. Heat Transfer 33 (1999) 295–414.
[16] L. Tessé, F. Dupoirieux, J. Taine, Monte Carlo modeling of radiative transfer in a turbulent sooty flame, Int. J. Heat Mass Transfer 47 (3) (2004) 555–572.

6.4 Caractérisation des propriétés physiques de la végétation à l'échelle macroscopique

Pour permettre la propagation d'un incendie, lors d'un feu de végétation ou de bâtiments, la chaleur produite au sein de la zone de combustion doit être en partie transférée / transportée vers un combustible vierge qui constitue une cible inflammable. Ce transfert de chaleur permettra d'échauffer le matériaux et d'initier la dégradation thermique du combustible en produisant de nouveaux gaz de pyrolyse. Ce cycle permet la propagation de l'incendie.

La prise en compte des transferts de chaleur, par convection (par les produits de la combustion comme les fumées) et par rayonnement (provenant des fumées, de la flamme, des braises et d'éventuelles parois chaudes) est assez complexe lorsque l'on s'intéresse à la propagation des incendies. En effet, la principale difficulté pour la modélisation est de définir à quelle échelle le feu est étudié : les processus physiques et les dynamiques de propagation sont dépendantes de l'échelle qui est choisie pour observer l'incendie. Ces échelles vont être présentées par la suite, en utilisant l'exemple des feux de végétation pour illustrer les propos.

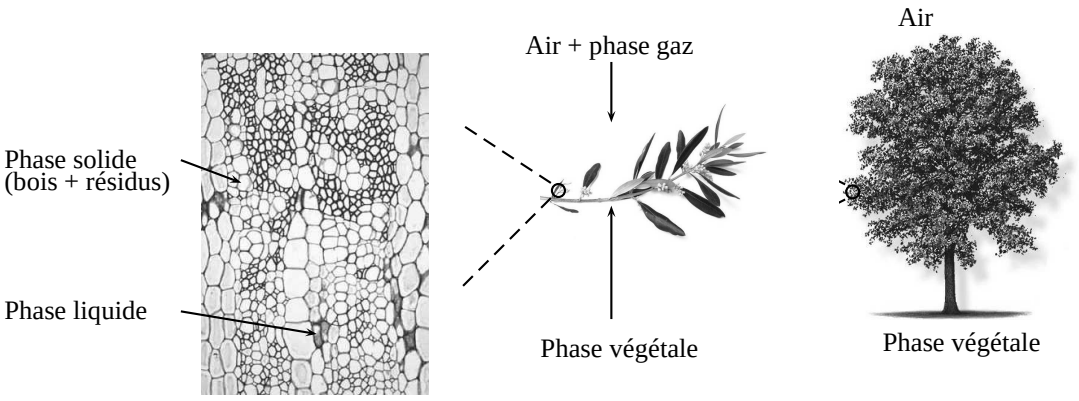
La première échelle est l'échelle microscopique qui permet d'observer le combustible sous la forme d'une matière végétale complexe. A cette échelle, la végétation est vue comme un milieu poreux composé d'une phase solide, d'une phase liquide (l'eau résiduelle) et d'une phase gazeuse (Cf. Figure 6.52(a)). Lors d'un incendie, ces trois phases sont impliquées dans les étapes de chauffage (ou séchage) et de pyrolyse (dégradation de la matière). A cette échelle, les transferts de chaleur par conduction et par rayonnement peuvent intervenir.

La seconde échelle est l'échelle mésoscopique (Cf. Figure 6.52(b)). A cette échelle, les feuilles et les brindilles (les particules solides les plus petites) sont les éléments de base pour représenter la structure végétale. Ici, seules deux phases sont présentes : une phase solide (bois ou végétal) et une phase gazeuse (l'air extérieur). Les propriétés physiques de chacune des phases sont encore parfaitement dissociables et connues (si elles ont été caractérisées) car elles sont associées à un type de matériaux donnés (bois, feuille, air, ...). C'est à cette échelle principalement, que les échanges par convection et par rayonnement interviennent dans la propagation des incendies.

La troisième échelle est l'échelle macroscopique (Cf. Figure 6.52(b)). A cette échelle, les feuilles et les branches d'une structure végétale forment un ensemble homogène et unique. Ici, le milieu équivalent représente un "mélange" de végétation et de phase gazeuse sous la forme d'un milieu continu. La principale difficulté est que le milieu "végétal" qui est observé à cette échelle ne possède plus de propriétés physiques mesurables (densité, conductivité thermique, ...) qui dépendent du type de matériaux qui la composent.

Il existe une quatrième échelle qui est particulièrement utilisée pour "suivre" la propagation des feux de végétation (comme nous le verrons plus tard, sur la description des travaux portant sur la propagation des incendies) : c'est l'échelle gigascopique. Pour les feux de compartiments, cette échelle permet d'observer la propagation d'un incendie d'une pièce à une autre dans un immeuble, ou lors d'un incendie au sein d'un navire maritime, d'un compartiment à un autre par exemple. A cette échelle, les transferts de chaleurs (convection thermique et rayonnement) ne sont plus dissociables et forment alors un vecteur de transfert de chaleur unique. Cette échelle n'est donc pas adaptée pour étudier les transferts de chaleur.

En conséquence, la prise en compte des différents modes de transfert de chaleur à l'échelle macrocospique nécessite d'étudier ces phénomènes de transport à l'échelle inférieure, à l'échelle mésoscopique. La finalité des travaux qui ont été menés est de proposer des modèles globaux permettant de représenter fidèlement les transferts de chaleur par convection et par rayonnement thermique à



(a) Echelle microscopique (b) Echelle mésoscopique (c) Echelle macroscopique

FIGURE 6.52 – Description des différentes échelles en prenant l'exemple d'un couvert végétal

l'échelle macroscopique.

Nos études nous ont amenés à caractériser les propriétés radiatives de ces couverts végétaux (buissons, arbustes ou arbres) équivalents, au travers du coefficient d'extinction. Ce milieu végétal est composé principalement de deux parties bien distinctes :

- La partie "ligneuse", représentant le tronc et les branches ;
- La partie "couvert", comprenant les feuilles.

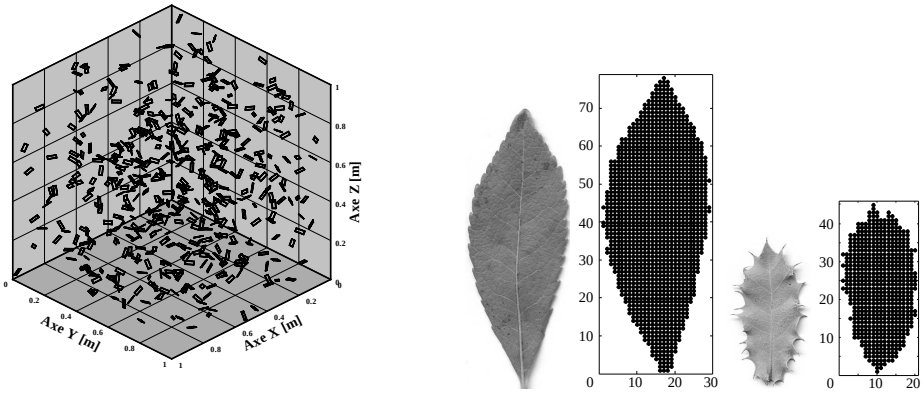
La partie "couvert" possède la plus grande surface de contact entre le végétal et la phase gazeuse. Cet élément doit être correctement représenté pour étudier les propriétés radiatives globales d'une structure végétale, par exemple.

Par la suite, nous nous sommes intéressés aux échanges de chaleur par convection entre une structure végétale et la phase gazeuse environnante. Encore une fois, le critère le plus important repose sur la notion de surface de contact entre la structure végétale et la phase gazeuse. Néanmoins, compte tenu de leur morphologie, les feuilles (qui représentent la surface totale la plus importante) sont des éléments thermiquement fins qui seront très rapidement à l'équilibre thermique avec la phase gazeuse. Elles ne peuvent pas contribuer de manière significative aux échanges de chaleur par convection. Par conséquent, l'étude du transfert de chaleur par convection nécessite de considérer la partie "ligneuse" d'une structure végétale.

Ainsi, l'étude des transferts de chaleur à l'échelle macroscopique nécessite de bien décrire la structure végétale à l'échelle mésoscopique. Cette modélisation doit permettre de représenter à la fois, les parties "ligneuse" et "couvert" de la structure végétale. La prochaine sous-section s'attache à développer une méthodologie permettant de modéliser une structure végétale réaliste : à la fois, sa partie "ligneuse" et "couvert". Ces représentations sont ensuite utilisées pour caractériser les transferts de chaleur par convection et par rayonnement thermique entre les structures végétales et le milieu extérieur.

6.4.1 Reconstruction d'un milieu végétal réaliste à l'échelle mésoscopique

Afin de caractériser les propriétés physiques équivalentes d'un milieu végétal à l'échelle macroscopique (celle de la combustion), il faut tout d'abord être en mesure de le modéliser un couvert végétal de manière réaliste, à une échelle inférieure (celle des branches et des feuilles).



(a) Structure végétale dont les feuilles sont aléatoirement orientées et positionnées

(b) Feuilles modélisées

FIGURE 6.53 – Réprésentation de la partie "couvert" d'une structure végétale

Dans les travaux de Monod *et col.* [R.I. 7], nous avons tout d'abord entrepris de modéliser un couvert végétal par un ensemble de feuilles positionnées et orientées de manière totalement aléatoire, tout en respectant les dimensions moyennes des feuilles et une certaine taille maximale pour le couvert végétal. Un exemple de reconstruction "numérique" est donné sur la Figure 6.53(a).

Dans l'exemple, qui est donné par la Figure 6.53(a), les feuilles sont initialement représentées par des rectangles. Chacun de ces rectangles possède la représentation "numérique" exacte d'une des feuilles du couvert végétal qui est étudié. Pour l'étude de Monod *et col.* [R.I. 7], des feuilles d'arbousier (*Arbutus Unedo*) et de chêne kermès (*Quercus Coccifera*) ont été prélevées sur site (région de Marseille) et ont fait l'objet d'une modélisation numérique. La Figure 6.53(b) donne les représentations réelles et numériques des feuilles qui ont été utilisées.

Ces couverts végétaux ont été, par la suite, améliorés en prenant en compte une orientation préférentielle pour les feuilles via les travaux de Acem *et col.* [R.I. 8]. Dans la nature, ces dernières cherchent à maximiser l'absorption de rayonnement provenant du soleil. L'orientation des feuilles appartenant à un couvert végétal est donnée par une fonction de distribution, notée $p(\varphi, \theta)$ qui est définie comme la densité de probabilité d'une feuille soit orientée selon l'angle polaire (φ) et/ou l'angle azimutal (θ). Cette densité de fonction s'exprime comme la fraction de la surface d'une feuille par unité d'angle solide. Cette fonction est normalisée par,

$$\frac{1}{4\pi}\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} p(\varphi,\theta)\sin\varphi \mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi = 1 \tag{6.64}$$

L'angle polaire (φ) et l'angle azimutal (θ), représentés sur la Figure 6.54, sont exprimés à partir du vecteur normal à la feuille ($\mathbf{n}_{\text{leaf}}$).

Plusieurs modèles de fonctions de distribution existent pour représenter de manière réaliste et précise l'orientation des feuilles d'un couvert végétal. Parmi les modèles les plus connus, nous pouvons citer les fonctions de De Wit [30], les fonctions β-distribution [31] ou l'algorithme de Verhoef [32]. Pour les

30. C.T. de Wit, Photosynthesis of leave canopies, Center for Agricultural Publication and Division, Wageningen, No 663, 1965.

31. G. Campbell, Derivation of an angle density function for canopies with ellipsoidal leaf angle distributions, *Agricultural and Forest Meteorology*, Vol. 49, pp. 173-176, 1990.

32. W. Verhoef, Theory of radiative transfer models applied in optical remote sensing of vegetation canopies, PhD Thesis, Wageningen Agricultural University, 1997

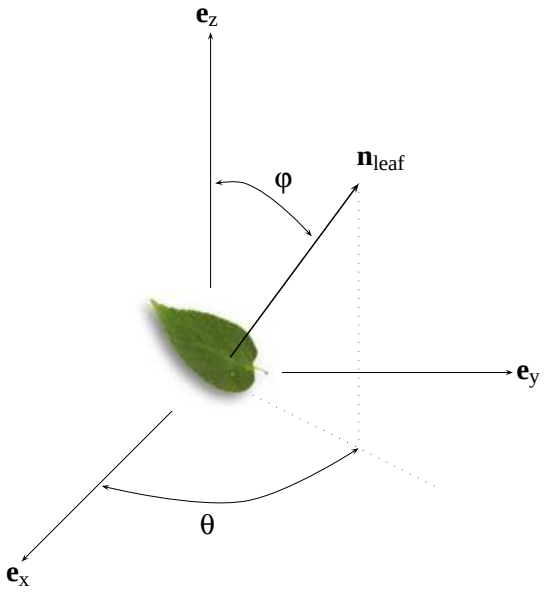


FIGURE 6.54 – Représentation des angles polaire et azimutal pour définir l'orientation d'une feuille

travaux que nous avons réalisés sur les couverts végétaux, nous avons opté pour les fonctions de De Wit [R.I. 8]. Ces expressions sont relativement simples et permettent, dans certains cas (que nous verrons plus tard), le développement de corrélations analytiques pour modéliser les transferts de chaleur. Dans ces travaux, De Wit [30] suppose que l'orientation des feuilles possède une symétrie azimutale (orientation indépendante de θ). Il classifie alors les couverts végétaux en cinq catégories :

– Orientation uniforme - Les feuilles sont aléatoirement orientées au sein du couvert végétal,

$$p_{\text{Unif}}(\varphi) = 1 \tag{6.65}$$

– Orientation planophile - Les feuilles sont principalement orientées horizontalement,

$$p_{\text{Plano}}(\varphi) = \frac{3}{2}(1 + \cos 2\varphi) \tag{6.66}$$

Cette orientation est caractéristique des plants de tournesols, de sojas ou de petits-pois par exemple.

– Orientation érectophile - Les feuilles sont principalement orientées verticalement,

$$p_{\text{Erect}}(\varphi) = \frac{3}{4}(1 - \cos 2\varphi) \tag{6.67}$$

Les feuilles d'herbes ou de plants de céréales présentent une orientation de type érectophile.

– Orientation plagiophile - Les feuilles sont principalement orientées à 45°,

$$p_{\text{Plagio}}(\varphi) = \frac{30}{32}(1 - \cos 4\varphi) \tag{6.68}$$

Cette orientation de feuilles est principalement rencontrée sur des plants de maïs ou sur des ceps de vigne.

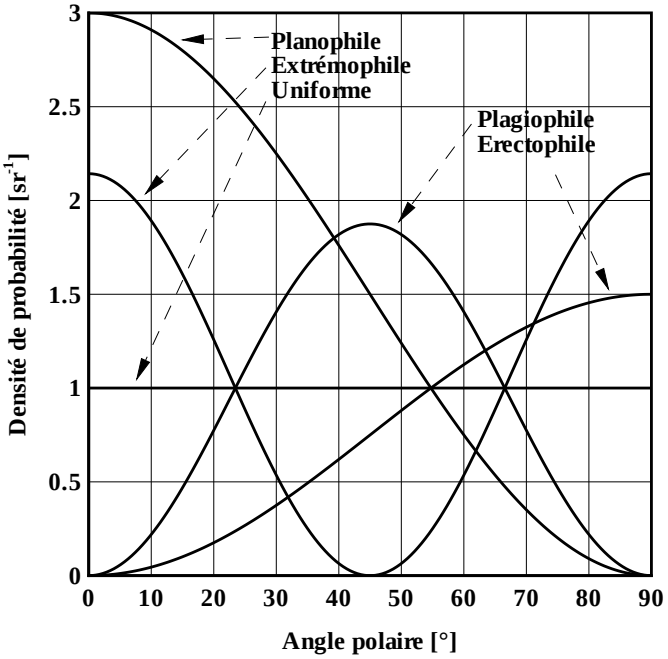


FIGURE 6.55 – Représentation des différentes densités de probabilité pour l'orientation des feuilles, proposées par De Wit [30]

– Orientation extrémophile - Les feuilles possèdent deux orientations préférentielles (principalement horizontale et verticale),

$$p_{\text{Extre}}(\varphi) = \frac{30}{28}(1 + \cos 4\varphi) \tag{6.69}$$

La Figure 6.55 donne les évolutions des fonctions de De Wit [30] en fonction de l'angle polaire selon une gamme de 0 à 90° (pour des raisons de symétrie). L'avantage des fonctions de De Wit [30] est que leur expression est relativement simple et ne dépend que d'un seul paramètre, l'angle polaire. Cependant, leur principal défaut est que ces distributions ne sont pas représentatives de couverts végétaux réels. Néanmoins, les travaux de Biswas [33] montrent que des distributions réalistes d'ensemble de feuilles peuvent être obtenues en procédant à une combinaison linéaire des fonctions de De Wit [30],

$$p_{\text{réel}}(\varphi) = a\, p_{\text{Plano}}(\varphi) + b\, p_{\text{Erect}}(\varphi) + c\, p_{\text{Plagio}}(\varphi) \tag{6.70}$$

Cette distribution nécessite de connaître trois paramètres ($a,\ b,\ c$) pour définir de manière réaliste un couvert végétal. L'orientation extrémophile n'est pas utilisée ici, car elle peut être considérée par une association des orientations planophile et érectophile. Afin de garantir que la fonction $p_{\text{réel}}$ soit normée, $a,\ b$ et c doivent vérifier,

$$a + b + c = 1 \tag{6.71}$$

33. G.Kr. Biswas, Some new leaf normal-angle distribution models and their influence on geometry functions and area scattering phase functions related to radiative transfer problems in vegetative canopies, *J. Quant. Spect. Rad. Tran.*, Vol. 108, pp. 197-219, 2007.

Les modèles de couverts végétaux proposés jusqu'à présent peuvent prendre en compte la morphologie (Cf. Figure 6.53(b)) et l'orientation (Cf. Figure 6.54) réelles des feuilles. Le positionnement des feuilles dans l'espace reste à traiter pour représenter correctement des ensembles de végétation.

Les approches les plus connues pour reconstruire des végétaux reposent sur la génération d'objets utilisant un système de réécriture ou de grammaire formelle qui modélise le processus de développement et de prolifération de plantes. Les "L-systems", pour les systèmes de Lindenmayer, sont employés, par exemple dans les travaux de Prusinkiewicz et Hanan [34], pour générer des représentations de plantes. Le logiciel Amap-Sim, développé par le CIRAD, repose sur le principe des "L-systems" et propose un modèle général pour la modélisation des structures végétales. La principale contrainte de cette approche réside dans le développement d'une base de données, assez importante, portant sur l'architecture des plantes / arbres à reproduire numériquement.

Dans le cadre des travaux de thèse d'Aymeric Lamorlette, nous avons choisi de développer des outils fractals pour représenter numériquement nos couverts végétaux. En effet, la géométrie fractale, définie comme la répétition d'un même motif à plusieurs échelles différentes, peut être très souvent employée pour décrire de nombreux objets ou concepts de notre quotidien :

- en biologie, le chou romanesco,
- en géologie, le relief des côtes,
- en médecine, la structure des poumons,
- en sciences humaines, l'évolution de la démographie,
- ...

Les travaux de Mandelbrot [35] en 1982 puis ceux de Berezovskaya *et col.* [36] en 1991 généralisent et proposent de nombreuses applications réelles reposant sur le principe d'une construction fractale. Les travaux que nous avons développés utilisent exclusivement les systèmes de fonctions itérées ou IFS (pour Iterated Function System en anglais) pour construire nos structures végétales fractales.

Les IFS sont des outils mathématiques efficaces pour obtenir des représentations fractales. Les travaux de Barnsley [37] ainsi que ceux de Hutchinson [38] posent les concepts de base des systèmes de fonctions itérées. Les théorèmes ainsi que les propriétés utiles à compréhension des IFS sont rappelés et résumés dans [R.I. 14]. Un IFS se compose de N_t contractions (ou transformations), notées ω_i, qui vont être appliquées à un motif / un objet de départ (un point ou un volume quelconque). Ces contractions sont définies comme des transformations affines, associant à la fois une dilatation, une rotation et une translation. Pour les IFS déterministes qui construisent des structures de formes "régulières", les N_t contractions sont appliquées aux objets de l'itération $n-1$ pour créer ceux de l'itération n. Les IFS dits stochastiques associent à chaque contraction ω_i une probabilité $p_i > 0$, où $\sum_{i=1}^{i=N_t} p_i = 1$. Pour ce type d'approche, un nouvel objet ou un nouveau point est généré à chaque itération comme étant l'image de l'objet de l'itération précédente parmi l'une des N_t contractions choisies en respectant les probabilités p_i.

Un exemple, très connu, de reconstruction d'objet fractal à partir d'IFS est la fougère de Barnsley. Dans cette illustration, l'outil mathématique utilisé est un IFS stochastique 2D défini par,

34. P. Prusinkiewicz and J. Hanan. Lindenmayer systems, fractal and platns. Lecture notes in Biomathematics, 1992.
35. B.B. Mandelbrot, The fractal geometry of Nature. W.h. Freemn and Co., 1982.
36. F.S. Berezovskaya, G.P. Karev, O.S. Kisliuk, R.G. Khlebopros and Y.L. Tsel'niker, A fractal approach to computer-analytical modelling of tree crowns. *Trees*, Vol. 11, pp 323-327, 1991.
37. M.F. Barnsley, Fractals everywhere, second edition, Academic Press, 1993.
38. J.E. Hutchinson, Fractals and self similarity. *Indiana Univer. Mathematics J.*, Vol. 30, pp 5713-5747, 1981.

Transformation	s_{1i}	$\Theta_i(^\circ)$	s_{2i}	$\Phi_i(^\circ)$	t_{1i}	t_{2i}	p_i
ω_1	0	0	0,16	0	0	0	0,01
ω_2	0,85	-2,5	0,85	-2,5	0	1,6	0,85
ω_3	0,3	49	0,34	49	0	1,6	0,07
ω_4	0,3	120	0,37	-50	0	0,44	0,07

TABLE 6.8 – Paramètres utilisés pour construire la fougère de Barnsley



(a) 5 000 itérations (b) 10 000 itérations (c) 40 000 itérations

FIGURE 6.56 – Exemple d'un IFS stochastique représentant la fougère de Barnsley pour plusieurs ordres différents d'itération

$$\begin{pmatrix} x_{n+1} \\ y_{n+1} \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} s_{1i}\cos(\Theta_i) & -s_{2i}\sin(\Phi_i) \\ s_{1i}\sin(\Theta_i) & s_{2i}\cos(\Phi_i) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_{1i} \\ t_{2i} \end{pmatrix} \tag{6.72}$$

où s_{ji}, Θ_i and Φ_i sont, respectivement, les coefficients de contraction et les deux angles de rotation de la transformation. t_{ji} correspondent aux deux composantes de la translation. Pour l'exemple de la fougère de Barnsley, 4 contractions sont considérées, et définies selon les paramètres qui sont données par la Table 6.8. Les 4 transformations possèdent chaque des probabilités p_i différentes. (x_n, y_n) sont les coordonnées dans $\mathbb{R}^2$ de l'objet ou point de l'itération n.

La Figure 6.56 donne plusieurs représentations de la fougère de Barnsley pour des ordres différents d'itération : 5 000, 10 000 et 40 000 itérations. Pour un IFS stochastique, à chaque nouvelle itération est associée un nouveau point. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.56, la forme de la structure construite par l'IFS ne dépend pas du nombre d'itérations utilisé. En effet, l'objet représenté par l'IFS correspond au bassin d'attraction de l'IFS.

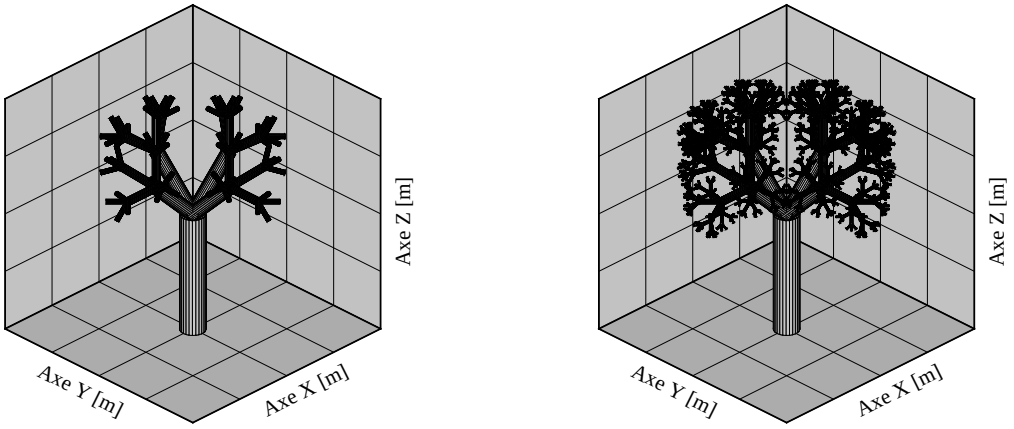
Un second exemple, portant sur un IFS déterministe peut être donné par les travaux de Calogine *et col.* [39]. Cet outil permet de représenter des arbres ou des couverts végétaux. Pour ces objets 3D, chaque transformation est définie de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} x_{n+1} \\ y_{n+1} \\ z_{n+1} \end{pmatrix} = \omega_i \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \\ z_n \end{pmatrix} = R_i \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \\ z_n \end{pmatrix} + T_i \tag{6.73}$$

39. D. Calogine, N. Rimbert and O. Séro-Guillaume, Modelling of the deposition of retardant in a tree crown during fire fighting, *Env. Modell.*, Vol. 22, pp. 1654–1666, 2007.

Transformation	a_{ji}	$\xi_i[^\circ]$	$\theta_i[^\circ]$	$\varphi_i[^\circ]$	t_{1i}	t_{2i}	t_{3i}
ω_1	0,55	0	0	45	0	0	1
ω_2	0,55	0	90	45	0	0	1
ω_3	0,55	0	180	45	0	0	1
ω_4	0,55	0	270	45	0	0	1

TABLE 6.9 – Exemple de paramètres pour représenter des feuillus



(a) 3 itérations (b) 5 itérations

FIGURE 6.57 – Exemples de représentations de feuillus à partir d'IFS

avec

$$R_i = \begin{bmatrix} s_{1i} & 0 & 0 \\ 0 & s_{2i} & 0 \\ 0 & 0 & s_{3i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta_i) & -\sin(\theta_i) & 0 \\ \sin(\theta_i) & \cos(\theta_i) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\xi_i) & 0 & \sin(\xi_i) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\xi_i) & 0 & \cos(\xi_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varphi_i) & -\sin(\varphi_i) \\ 0 & \sin(\varphi_i) & \cos(\varphi_i) \end{bmatrix} \tag{6.74}$$

et

$$T_i = \begin{pmatrix} t_{1i} \\ t_{2i} \\ t_{3i} \end{pmatrix} \tag{6.75}$$

Pour ce modèle, 4 transformations sont considérées. Chaque contraction est définie selon les paramètres qui sont donnés d'après la Table 6.9. En prenant comme objet de départ un cylindre représentant le tronc d'un arbre, les différentes branches sont créées comme l'image par les différentes contractions de l'objet de départ, que représente le tronc.

La Figure 6.57 donne deux illustrations du même modèle fractal pour des ordres différents d'itération. Comme ces objets sont construits à partir d'un IFS déterministe, l'ordre de l'itération correspond à l'indice de la génération des éléments produits. L'aspect d'arbres "parfaits" (présentant des multitudes de symétries) produit par un IFS déterministe peut être évité en utilisant un IFS stochastique.

Cet outil fractal a été utilisé par Calogine *et col.* [39] pour quantifier le volume de retardant pouvant être déposé sur les arbres lors d'actions de lutte / protection par des bombardiers d'eau. Les structures numériques utilisées pour représenter des arbres ont été générées par IFS, via le modèle décrit par

l'Eq.(6.73).

Même si les structures créées par ces IFS (Cf. Figure 6.57) sont des ensembles très "académiques" et très schématiques d'arbres, leur représentation est quelque peu éloignée de la réalité. De plus, au moment des travaux de Calogine *et col.* [39], aucune étude n'avait réellement validé que les structures générées par les IFS possédaient des similarités avec des arbres réels.

La littérature, inhérente à la botanique, ne propose que très peu d'informations sur les caractéristiques morphologiques et les distributions des différents éléments qui constituent des arbres réels. En général, la hauteur (notée H_m) et le diamètre de la couronne (noté D_c) sont des éléments aisément accessibles pour une espèce d'arbre donnée. Ces deux caractéristiques peuvent être strictement identiques pour deux espèces d'arbres différentes, ce qui ne constitue pas un élément de validation pour notre outil fractal.

Il existe un indicateur en botanique qui permet de quantifier et qualifier la capacité qu'ont les végétaux à capter l'énergie solaire : il s'agit du Leaf Area Index, ou LAI. Cette grandeur représente le rapport entre la surface totale projetée verticalement par les feuilles et la surface totale projetée verticalement par la couronne. Cette grandeur s'exprime en m^2 de feuilles / m^2. Teske et Thistle [40] se sont attachés à travailler sur la distribution cumulée du LAI selon l'axe vertical, notée LAI_z. Ils ont étudié de nombreuses espèces différentes et ont proposé de représenter cette distribution selon une loi de Weibull cumulée :

$$\frac{LAI_z(z)}{LAI} = 1 - \frac{1 - \exp\left[-\left[\frac{1-\left(\frac{z}{H_m}\right)}{b_z}\right]^{c_z}\right]}{1 - \exp\left[-\left(\frac{1}{b_z}\right)^{c_z}\right]} \tag{6.76}$$

où b_z et c_z sont déterminés expérimentalement pour une espèce donnée. Teske et Thistle [40] ont donc proposé une base de données permettant de recenser les paramètres b_z et c_z pour de nombreuses essences d'arbres. En guise d'illustration, la Figure 6.58 donne les distributions cumulées du LAI pour des espèces génériques de conifères et de feuillus. Ces deux représentations montrent que les conifères disposent d'une quantité d'aiguilles quasi-homogène sur l'ensemble de la hauteur de l'arbre, alors que les feuillus ont la particularité de concentrer 80% de leurs feuilles sur seulement 50% de leur hauteur.

Lors de la thèse d'Aymeric Lamorlette, nous avons entrepris de vérifier si les IFS étaient capables de représenter correctement ces couverts de végétation. Pour ce faire, nous avons établi un certain nombre d'hypothèses :

- Les points générés par l'IFS décrivent les positions d'amas de feuilles ;
- Les feuilles ont toutes une orientation de type planophile ;
- Une approche stochastique est utilisée pour l'IFS avec une isoprobabilité pour chaque transformation ;
- Le nombre de contractions N_t est fixé à 8 ;
- L'angle de rotation ϕ_i est identique pour chaque contraction ;
- Les deux premiers coefficients de dilatation (s_{1i} et s_{2i}) sont identiques ;
- La translation est exclusivement orientée selon l'axe vertical ($t_{1i} = t_{2i} = 0$ et $t_{3i} = 1$) ;
- L'angle de rotation θ_i est fixé pour chaque contraction à $\theta_i = \frac{2\pi}{N_t}(i-1)$;

40. M.E. Teske and H.W. Thistle, A library of forest canopy structure for use in interception modeling, *For. Ecol. Manag.*, vol. 198, pp. 341–350, 2004.

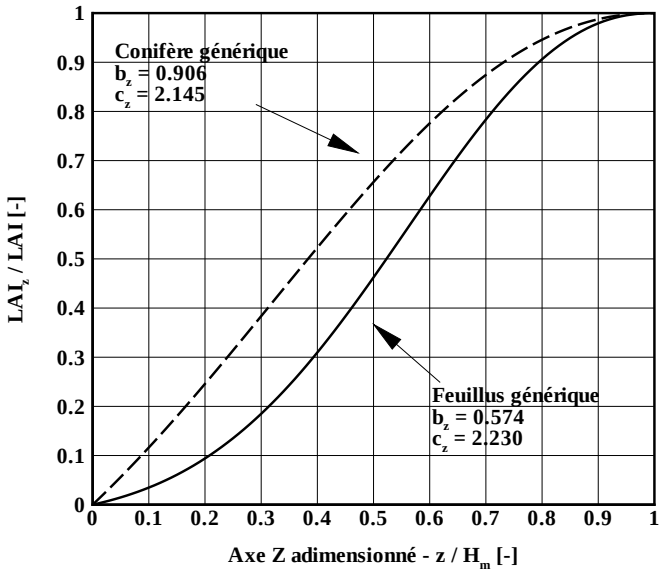


FIGURE 6.58 – Distributions cumulées du LAI pour des espèces génériques de conifères et de feuillus

- L'angle de rotation ψ_i est fixé à 0 car sa sensibilité est relativement faible [R.I. 14] ;
- L'objet généré par l'IFS subit deux dilatations, l'une (notée E_z) selon l'axe Z garantissant à la structure d'avoir une hauteur égale à H_m, et l'autre (notée E_r) selon le plan (XY) permettant de caler le diamètre de la couronne à D_c. Cette opération permet de s'assurer que la morphologie (taille) de la structure reconstruite soit identique à celle de l'espèce végétale étudiée.

Au final, seuls 3 paramètres de l'outil fractal sont inconnus : s_{1i}, s_{3i} et φ. Afin de juger de la qualité et de la pertinence des 3 paramètres qui sont à identifier, nous avons construit une fonction coût basée sur l'écart maximal entre la distribution cumulée du LAI obtenue sur la structure reconstruite, nommée LAI^{IFS}, et celle de l'arbre réel, notée $LAI^{\text{théo}}$. Cette fonction coût est alors estimée par :

$$\mathcal{F} = \max_{z} \left| LAI^{\text{IFS}}(z) - LAI^{\text{théo}}(z) \right| \tag{6.77}$$

Pour ce travail, l'estimation de paramètres a été réalisée à l'aide d'un algorithme génétique associant deux approches complémentaires, "Shuffled Complex Evolution" (SCE) et "Competitive Complex Evolution" (CCE), comme le proposent les travaux de Duan *et col.* [41]. Les paramètres utilisés par l'algorithme génétique ainsi que l'étude de sensibilité réalisée sur les paramètres identifiés sont détaillés dans [R.I. 14].

Deux espèces différentes d'arbres ont été considérées pour justifier la pertinence de l'outil fractal IFS : *Quercus prinus* et *Populous tremuloides*. Les données portant sur la surface des feuilles et le diamètre de la couronne ont été extraites de la base de données disponible sur le site internet de University of Georgia [42]. La hauteur maximale des arbres, la valeur du LAI ainsi que les paramètres utilisés pour représenter la distribution cumulée du LAI_z sont données par les travaux de Teske et

41. Q.Y. Duan, V.K. Gupta and S. Sorooshian, Shuffled complex evolution approach for effective and efficient global minimization, *J. Optimiz. Theory App.*, Vol. 76, pp. 501-521, 1993.

42. http ://www.discoverlife.org

Espèces	Loi de Weibull		H_m	D_c	S_t	LAI
	b_z	c_z	[m]	[m]	[$\times 10^{-3}$m^2]	[m^2 de feuilles / m^2]
Quercus Prinus	0,599	2,144	25,46	22	6,77	3,07
Populous Tremuloides	0,431	1,830	24,32	10	3,114	2,57

TABLE 6.10 – Données morphologiques indispensables pour la reconstruction d'ensembles de végétation

Espèces	N_f	φ [rad]	$s_1 = s_2$	s_3	E_z	E_r	n_f [feuilles/m^3]
Quercus Prinus	459680	1,0871	0,7735	0,7150	8,97	4,77	37,3
Populous Tremuloides	172850	0,7573	0,7877	0,7234	7,23	1,93	71,0

TABLE 6.11 – Paramètres de l'IFS et valeurs des coefficients d'expansion utiles pour la reconstruction de structures végétales

Thistle [40]. Pour les deux essences d'arbres visées dans ce travail, toutes les données morphologiques sont réunies dans la Table 6.10.

Les résultats fournis par l'algorithme génétique sont détaillés dans la Table 6.11. Cette table comporte également le nombre total de feuilles N_f et la densité volumique en feuilles n_f de chaque espèce d'arbre. La qualité des structures d'arbres produites peut être observée sur la Figure 6.59. Cette figure propose une comparaison entre les LAI_z théoriques relevés sur le *Quercus Prinus* et le *Populous Tremuloides* et les LAI_z obtenus sur les deux structures identifiées par l'algorithme génétique. Les écarts relatifs maximaux sont de l'ordre de 1% ce qui démontre la réelle pertinence des outils IFS pour représenter des couronnes réalistes d'arbres. Les deux représentations des LAI_z sont très similaires. Néanmoins, celle du *Quercus Prinus* est quasi symétrique entre les parties supérieure et inférieure, alors que celle du *Populous Tremuloides* semble décrire une couronne plus élancée selon l'axe vertical. Nous noterons également que les hauteurs de ces deux arbres sont pratiquement identiques, proches de 25 m. La moitié des feuilles de la couronne *Quercus Prinus* est positionnée entre 0 et 13 m (jusqu'à mi hauteur) alors que celles du *Populous Tremuloides* sont réparties entre 0 et 17 m (représentant 70% de la hauteur de l'arbre).

La Figure 6.60 donne les représentations numériques du *Quercus Prinus* et du *Populous Tremuloides*, en séparant la couronne de la partie ligneuse (branches). Pour construire l'ossature de l'arbre (tronc et branches), les paramètres qui ont été identifiés par l'algorithme génétique (Cf. Table 6.11) ont été utilisés. La connaissance de l'élément de base (le tronc) est nécessaire pour initier l'algorithme de reconstruction. Pour ce faire, le diamètre moyen du tronc a de nouveau été extrait de la base de données de l'University of Georgia [42] et a été fixé à 76 cm pour le *Quercus Prinus* et 50 cm pour le *Populous Tremuloides*. Pour la reconstruction de la partie ligneuse, un IFS déterministe a été utilisé et le nombre d'itérations a été limité à 6. Les allures globales des deux structures reconstruites présentées sur la Figure 6.60 sont vraiment très différentes bien que les paramètres utilisés par l'IFS soient très proches.

Le travail réalisé sur le *Quercus Prinus* et le *Populous Tremuloides* a été étendu à l'ensemble des 15 espèces étudiées par Teske et Thistle [40]. Le fruit de ce travail réside en la création d'une base de données [R.I. 14] regroupant l'ensemble des paramètres utiles pour un IFS pour reconstruire des couverts végétaux réalistes, vérifiant que les données morphologiques sont respectées et que la distri-

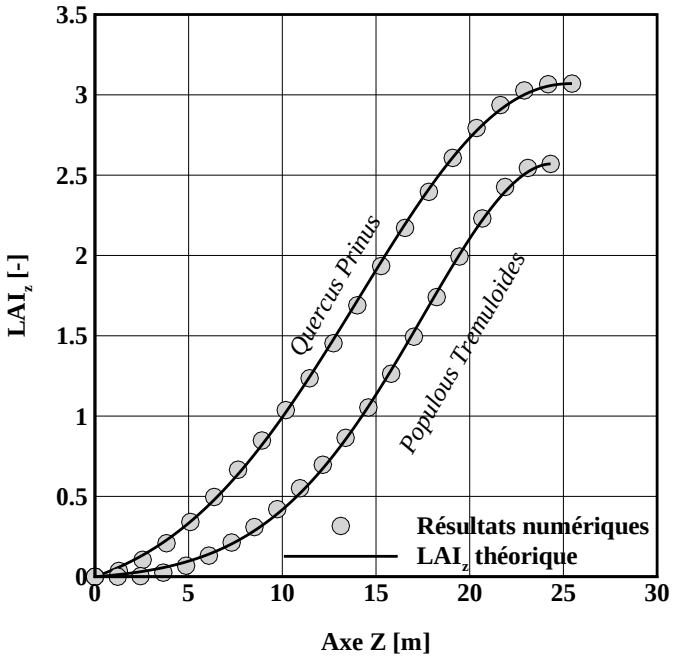
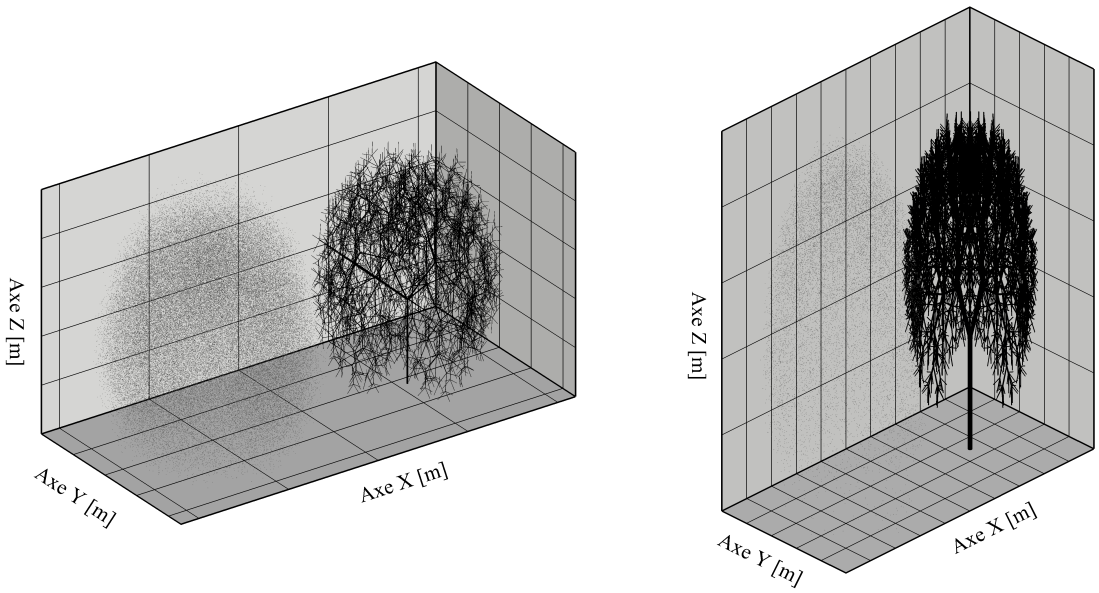


FIGURE 6.59 – Comparaison des distributions cumulées des LAI pour deux espèces d'arbres



(a) *Quercus Prinus* (b) *Populous Tremuloides*

FIGURE 6.60 – Couronnes et parties ligneuses des deux espèces étudiées

bution verticale de feuilles est en accord avec les mesures réalisées sur les arbres mêmes.

Cette étude a permis de consolider l'idée d'utiliser l'outil fractal IFS pour représenter des ensembles de végétation réalistes, prenant à la fois en compte la couronne et la partie ligneuse des arbres.

6.4.2 Caractérisation du coefficient d'extinction radiatif pour une structure végétale

La propagation d'un incendie nécessite le transfert de chaleur entre la flamme, siège de la combustion, et un combustible vierge : la végétation. Les transferts de chaleur par rayonnement thermique et par convection sont les deux seuls modes de propagation de la chaleur qui sont impliqués lors des feux de végétation.

Comme les feuilles d'un couvert végétal représentent la surface d'échange la plus importante (comparée à celle de la partie ligneuse), le feuillage des structures végétales est directement impacté par le transfert de chaleur par rayonnement provenant des flammes. La connaissance des propriétés radiatives globales d'une structure végétale est donc primordiale pour modéliser correctement les transferts de chaleur.

A l'échelle macroscopique, la végétation est vue comme un milieu homogène, dont les propriétés radiatives sont bien souvent considérées grises (non dépendantes de la longueur d'onde) et non diffusantes [43]. Le coefficient d'extinction, noté β et exprimé en m^{-1}, caractérise le pouvoir d'interaction d'un milieu dit participatif avec le rayonnement thermique. Le coefficient β peut être vu comme l'inverse du libre parcours moyen d'un quantum (paquet d'énergie émis par rayonnement dans le milieu). Sur la base des travaux de De Mestre [44], il a été démontré expérimentalement que le coefficient d'extinction d'un milieu composé de particules uniformément réparties et aléatoirement orientées s'exprimait par :

$$\beta = n_l \frac{S_t}{4} \tag{6.78}$$

où n_l est la densité de feuilles par m^3 et S_t est la surface totale d'une feuille. Cette expression est très souvent utilisée pour modéliser la contribution de la végétation aux échanges par rayonnement. Néanmoins, la simplicité de cette relation limite son utilisation :

- quelle est l'influence de l'orientation des feuilles sur l'estimation du coefficient d'extinction ?
- quelle conséquence pour β lors de la prise en compte du positionnement des feuilles au sein d'un couvert végétal ?
- quel est l'effet de la dépendance spectrale des propriétés radiatives de la matière végétale ?

De plus, rappelons que la corrélation de De Mestre [44] n'a été initialement que partiellement démontrée. Lors de la thèse d'Aymeric Lamorlette, nous avons entrepris de revisiter la formule de De Mestre [44] pour lui trouver une justification physique.

Pour un milieu homogène, la loi de Beer permet de relier le coefficient d'extinction, β, à la transmittance du milieu, τ, par,

$$\tau = \exp\left(-\beta L\right) \tag{6.79}$$

où L est l'épaisseur du milieu considéré en m. Dans le cas où le milieu comporte un ensemble de particules purement absorbantes, la transmittance est égale au complément à 1 du rapport entre

43. B. Porterie, D. Morvan, J.C. Loraud et M. Larini, Firespread through fuel beds : modeling of wind-aided fires and induced hydrodynamics, *Phys. Fluids*, Vol. 12, pp. 1762-1782, 2000.

44. N.J. De Mestre, E.A. Catchpole, D.H. Anderson and R.C. Rothermel, Uniform propagation of a planar fire front without wind, *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 65, pp. 231-244, 1989.

la surface totale d'obstruction couverte par les particules ($S_{\text{tot obs}}$) et la surface totale impactée par le rayonnement incident (S_{tot}),

$$\tau = 1 - \frac{S_{\text{tot obs}}}{S_{\text{tot}}} \tag{6.80}$$

Le terme $\frac{S_{\text{tot obs}}}{S_{\text{tot}}}$ dépend intrinsèquement du nombre de feuilles à l'intérieur du milieu, N_l, et de la surface projetée moyenne d'une feuille (normale à la direction de propagation du rayonnement), $\mathcal{S}_{\text{obs}}$. Lors du rajout d'une feuille supplémentaire, l'évolution de $S_{\text{tot obs}}$, sous la forme de $\mathrm{d}\, S_{\text{tot obs}}$ va dépendre de la surface d'obstruction que l'on va rajouter $\mathrm{d}\,\mathcal{S}$ et de la probabilité $\frac{S_{\text{tot}} - S_{\text{tot obs}}}{S_{\text{tot}}}$ de se retrouver sur une partie non recouverte de la surface d'obstruction,

$$\mathrm{d}\, S_{\text{tot obs}} = \frac{S_{\text{tot}} - S_{\text{tot obs}}}{S_{\text{tot}}}\, \mathrm{d}\,\mathcal{S} \tag{6.81}$$

L'intégration de cette relation permet d'écrire,

$$1 - \frac{S_{\text{tot obs}}}{S_{\text{tot}}} = \exp\left(-\frac{\mathcal{S}}{S_{\text{tot}}}\right) \tag{6.82}$$

Ainsi, la transmittance τ est donc uniquement liée à la surface totale d'obstruction des feuilles $\mathcal{S}$, via,

$$\tau = \exp\left(-\frac{\mathcal{S}}{S_{\text{tot}}}\right) \tag{6.83}$$

La grandeur $\mathcal{S}$ correspond au produit du nombre de feuilles présentes N_l et de leur surface projetée moyenne $\mathcal{S}_{\text{obs}}$. Le coefficient d'extinction β devient donc,

$$\beta = n_l \mathcal{S}_{\text{obs}} \tag{6.84}$$

où n_l est la densité de feuilles et en considérant que le produit de L par S_{tot} donne le volume du milieu étudié. Pour une orientation de feuilles donnée, la surface d'obstruction est déterminée comme la projection de sa surface totale dans une direction donnée. La démonstration qui est proposée ici est effectuée sur un milieu dont les particules sont orientées aléatoirement, le choix de la direction utilisée pour réaliser les calculs de projection est donc parfaitement arbitraire. En optant pour $\mathbf{e}_x$ comme direction d'intérêt (Cf. Figure 6.54), la surface d'obstruction d'une feuille $\mathcal{S}_{\text{obs}}$ pour une orientation donnée devient,

$$\mathcal{S}_{\text{obs}} = S\,|\cos\theta|\,|\sin\varphi| \tag{6.85}$$

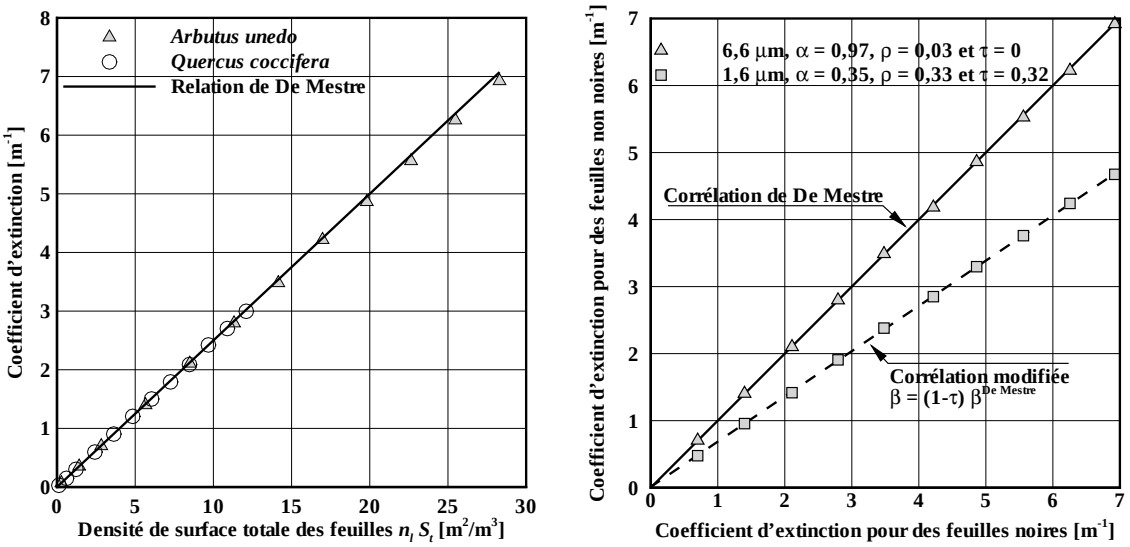
où S est la surface d'un seul côté de la feuille. En considérant $\mathcal{S}_{\text{obs}}$, comme la surface d'obstruction moyenne d'une feuille orientée aléatoirement, le calcul devient en prenant en compte toutes les orientations possibles,

$$\mathcal{S}_{\text{obs}} = \frac{S}{4\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=2\pi}\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} |\cos\theta|\,|\sin\varphi|\sin\varphi \mathrm{d}\varphi\mathrm{d}\theta = 2\frac{S}{\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2}\cos\theta\mathrm{d}\theta\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2}\sin^2\varphi\mathrm{d}\varphi = \frac{S}{2} \tag{6.86}$$

Ainsi, l'estimation du coefficient d'extinction devient alors,

$$\beta = n_l\mathcal{S}_{\text{obs}} = n_l\frac{S}{2} = n_l\frac{S_t}{4} \tag{6.87}$$

Les calculs présentés précédemment valident et justifient donc la corrélation proposée par De Mestre [44] pour les milieux dont les particules sont aléatoirement positionnées et orientées.



(a) Hypothèse de feuilles purement absorbantes

(b) Propriétés radiatives réelles

FIGURE 6.61 – Evolution du coefficient d'extinction pour des couverts de *Quercus coccifera* et de *Arbutus unedo*, selon plusieurs hypothèses pour les propriétés radiatives

Afin d'étudier l'évolution du coefficient d'extinction de structures végétales numériques réalistes, nous avons développé dans le cadre des travaux de Monod *et col.* [R.I. 7], un outil numérique sur la base d'une méthode de suivis de rayons 3D, appelé Brimbelle. Ce modèle suppose que les feuilles interagissent avec le rayonnement par absorption / réflexion / transmission et que le milieu séparant les différentes feuilles est transparent. La Figure 6.14 donne un exemple de propriétés radiatives utilisables pour les feuilles. L'ensemble des caractéristiques de ce modèle de suivis de rayons peut être retrouvé dans [R.I. 7]. L'idée est alors d'estimer le libre parcours moyen, l que peuvent parcourir les rayons entre deux événements de diffusion ou d'absorption. Le coefficient d'extinction, β, est alors évalué comme l'inverse de l.

Les premiers résultats proposés consistent à vérifier / valider le code Brimbelle à partir de la relation de De Mestre [44]. Ainsi, les premiers essais considèrent des milieux testés dont les feuilles sont disposées aléatoirement et orientées selon une loi uniforme. Un exemple de milieu ainsi reconstruit est donné sur la Figure 6.53(a). Deux essais sont menés sur ce type de milieu, l'un utilisant la structure numérique de feuilles de *Quercus Coccifera* et l'autre de *Arbutus Unedo*, telles qu'elles ont été présentées sur les Figures 6.53(b).

La Figure 6.61(a) présente les résultats de suivis de 200 000 rayons sur 20 milieux différents de densités de feuilles différentes allant de 100 à 10 000 feuilles / m^3. Pour ce premier essai, les feuilles sont supposées purement absorbantes. Ces résultats montrent que le coefficient d'extinction β croit de façon parfaitement linéaire avec la densité de surface totale des feuilles (produit de n_l par S_t) quel que soit le type de feuilles testé. De plus, la comparaison avec les coefficients d'extinction fournis par la relation de De Mestre [44] montre un parfait accord, ce qui valide le modèle Brimbelle qui a été mis en place.

Des essais complémentaires ont été réalisés, grâce au code Brimbelle, en prenant en compte l'aspect non gris des propriétés radiatives des feuilles. Pour cette configuration, seules les feuilles de *Arbutus Unedo* ont été considérées. Les propriétés radiatives à deux longueurs d'onde distinctes ont

été sélectionnées pour observer l'évolution du coefficient d'extinction :

– à 6,6 μm, où α = 0,97, ρ = 0,03 et τ = 0 ;

– à 1,6 μm, où α = 0,35, ρ = 0,33 et τ = 0,32 ;

La Figure 6.61(b) permet l'intercomparaison sur une configuration donnée des coefficients d'extinction estimés d'une part par l'hypothèse d'une végétation purement absorbante (utilisation de la relation de De Mestre [44]) et d'autre part en utilisant les propriétés radiatives réelles (via le code Brimbelle). Les résultats montrent que pour la longueur d'onde de 6,6 μm, les estimations fournies par la relation de De Mestre [44] sont en très bon accord avec ceux obtenus numériquement. Par contre, dès que la transmittivité est différente de 0, les écarts sont d'autant plus importants que la densité de feuilles est grande. Cela s'explique par le fait qu'une partie des feuilles transmettent le rayonnement thermique. Cela a pour conséquence d'augmenter le libre parcours moyen des rayons et donc de diminuer le coefficient d'extinction. Cependant, au cours des travaux de Monod *et col.* [R.I. 7], nous avons proposé une correction de la corrélation de De Mestre [44] ($\beta^{\text{De Mestre}}$) permettant de prendre en compte les propriétés radiatives réelles des feuilles par,

$$\beta = (1 - \tau)\, \beta^{\text{De Mestre}} \tag{6.88}$$

où τ est la transmittance moyenne mesurée pour les feuilles étudiées. L'étude de Monod *et col.* [R.I. 7] propose une table de transmittances moyennes obtenues à partir des transmittvités spectrales pour des températures d'émission données. L'Eq.(6.88) peut également se décliner spectralement et nous obtenons alors le coefficient d'extinction spectral, β_λ en fonction de la transmittivité spectrale, τ_λ à la longueur d'onde λ. Cette proposition de correction est présentée sur la Figure 6.61(b). La comparaison montre le parfait accord qu'il existe entre les résultats fournis par l'Eq.(6.88) et ceux produits par le code Brimbelle.

Les résultats exposés, jusqu'à présent, ont permis de vérifier et justifier l'utilisation de la corrélation de De Mestre [44] pour estimer le coefficient d'extinction pour les milieux aléatoirement distribués et orientés. De plus, cette première partie a permis également de valider la mise en place du code Brimbelle, destiné à estimer le coefficient d'extinction pour des couverts végétaux.

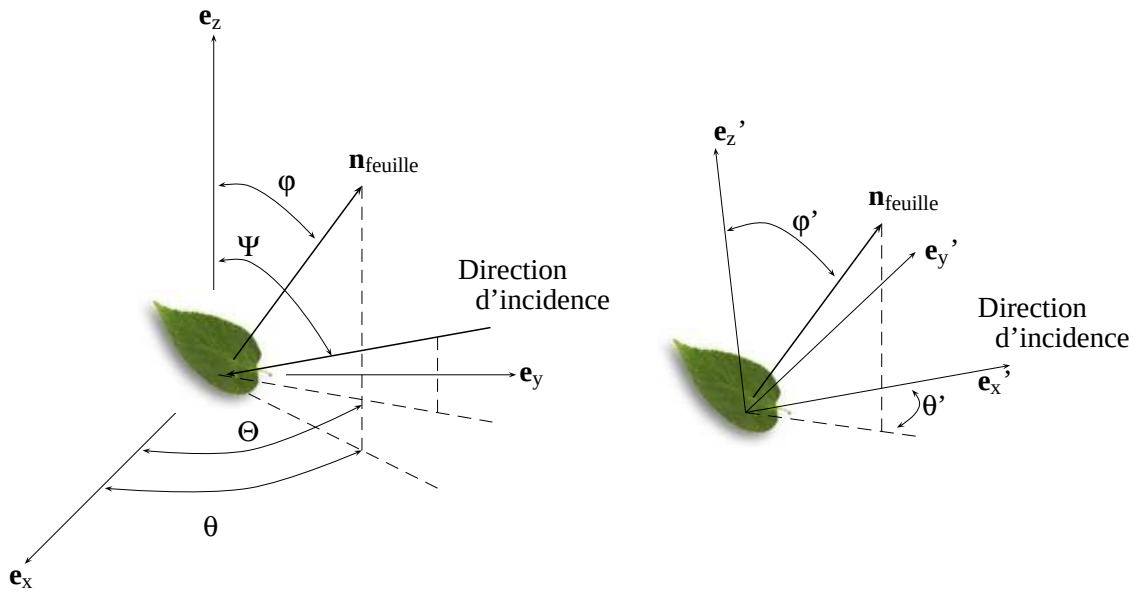
L'idée, à présent, est de quantifier les effets sur l'expression du coefficient d'extinction d'une orientation privilégiée pour les feuilles du couvert végétal (en supposant que les feuilles sont toujours aléatoirement distribuées dans l'espace). Les orientations à partir desquelles nous avons développé ces travaux, sont celles définies par De Wit [30]. La prise en compte d'une orientation particulière pour les feuilles rend l'expression du coefficient d'extinction dépendant de la direction de propagation du rayonnement.

L'intérêt des expressions analytiques des orientations de feuilles proposées par De Wit [30] est qu'elles permettent d'estimer de façon littérale le coefficient d'extinction en fonction des angles polaire et azimutal de la direction d'incidence du rayonnement. Ces angles sont définis sur la Figure 6.62(a).

La difficulté principale dans la détermination du coefficient d'extinction réside essentiellement dans la possibilité d'estimer la surface projetée moyenne d'une feuille dans une direction de projection donnée. L'expression de l'Eq.(6.86), valable pour le calcul de la surface moyenne d'obstruction d'une feuille orientée aléatoirement, devient quand la direction d'incidence est imposée (donnée par les angles Ψ et Θ),

$$\mathcal{S}_{\text{obs}} = \frac{S}{4\pi} \int_{\varphi'=0}^{\varphi'=\pi} \int_{\theta'=0}^{\theta'=2\pi} p\left(\varphi, \theta\right) \left|\cos\theta'\right| \left|\sin\varphi'\right| \sin\varphi' \mathrm{d}\theta' \mathrm{d}\varphi' \tag{6.89}$$

$p\left(\varphi, \theta\right)$ correspond pour une orientation donnée à une expression des fonctions de De Wit [30]. La relation exprimée par l'Eq.(6.89) peut être analytiquement intégrée, si la fonction $p\left(\varphi, \theta\right)$ est trans-



(a) Représentation des angles polaire et azimutal (b) Représentation des nouvelles coordonnées sphériques

FIGURE 6.62 – Définition du système de coordonnées sphériques

formée en $p\left(\varphi', \theta', \Psi, \Theta\right)$ (Cf. Figure 6.62(b) pour les angles φ' et θ'), en utilisant l'hypothèse d'une symétrie azimutale (indépendance en Θ) et en considérant la relation géométrique suivante,

$$\cos\varphi = \sin\varphi' \cos\theta' \cos\Psi + \cos\varphi' \sin\Psi \tag{6.90}$$

En utilisant les relations Eq.(6.84), Eq.(6.89) et Eq.(6.90), le coefficient d'extinction peut être analytiquement estimé en fonction de la direction de propagation du rayonnement par,

– pour une orientation de type planophile :

$$\beta^{\text{Plano}}\left(\Psi, \Theta\right) = \beta^{\text{De Mestre}}\left(\frac{3}{2}\cos^2\Psi + \frac{3}{4}\sin^2\Psi\right) \tag{6.91}$$

– pour une orientation de type érectophile :

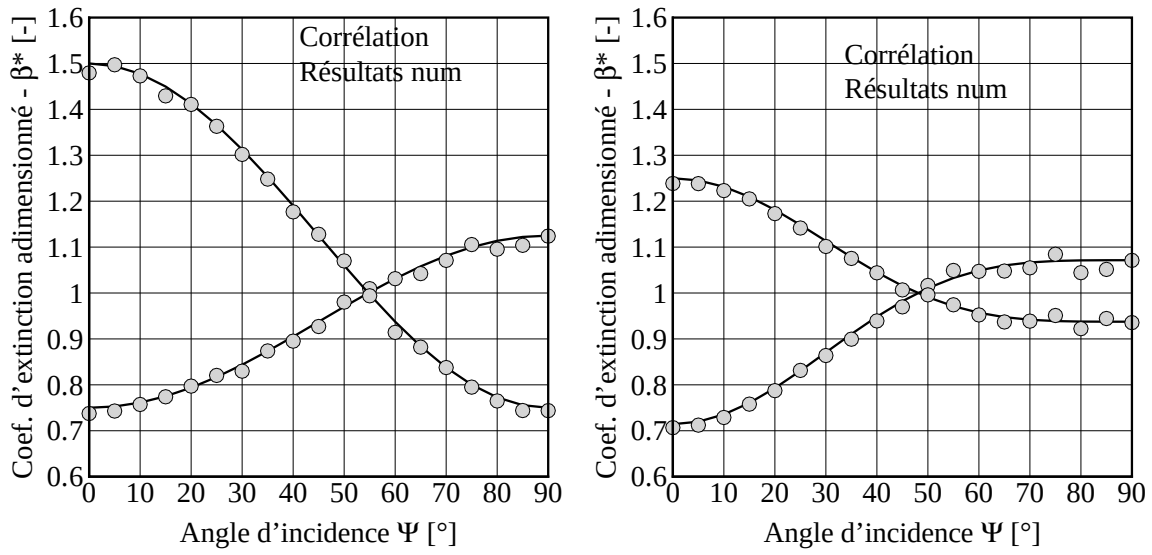
$$\beta^{\text{Erect}}\left(\Psi, \Theta\right) = \beta^{\text{De Mestre}}\left(\frac{3}{4}\cos^2\Psi + \frac{9}{8}\sin^2\Psi\right) \tag{6.92}$$

– pour une orientation de type plagiophile :

$$\beta^{\text{Plagio}}\left(\Psi, \Theta\right) = \beta^{\text{De Mestre}}\,\frac{30}{32}\left(4\cos^2\Psi + 2\sin^2\Psi - \frac{8}{3}\cos^4\Psi - \sin^4\Psi - 4\sin^2\Psi\cos^2\Psi\right) \tag{6.93}$$

– pour une orientation de type extrémophile :

$$\beta^{\text{Extre}}\left(\Psi, \Theta\right) = \beta^{\text{De Mestre}}\,\frac{30}{28}\left(\frac{8}{3}\cos^4\Psi + \sin^4\Psi - 2\cos^2\Psi + 4\sin^2\Psi\cos^2\Psi\right) \tag{6.94}$$



(a) Orientations plagiophile et érectophile

(b) Orientation planophile et extrémophile

FIGURE 6.63 – Evolution du coefficient d'extinction en fonction de l'orientation privilégiée des feuilles

Ces expressions montrent que, dans le cadre d'un rayonnement incident provenant du plan (xy), le coefficient d'extinction d'une orientation planophile diminue de 25% par rapport à celui de De Mestre [45], d'une orientation érectophile augmente de 12,5%, celui d'une orientation plagiophile diminue de 7% et d'une orientation extrémophile augmente de 7%.

Afin de vérifier la pertinence des corrélations produites précédemment, le code Brimbelle a été adapté pour modéliser des couverts végétaux dont l'orientation des feuilles est imposée par une loi de distribution de De Wit [30]. L'ensemble de la procédure numérique qui est utilisée est détaillé dans [R.I. 8]. Le milieu reconstruit est alors un cube de 5 m de côté, doté d'une densité de feuilles de 1 000 feuilles / m^3, et dans lequel 200 000 rayons sont suivis pour estimer leur libre parcours moyen. Les coefficients d'extinction sont alors estimés, pour une direction de propagation du rayonnement donnée, par une moyenne sur 10 milieux différents.

Les coefficients d'extinction qui ont été estimés sont représentés sur la Figure 6.63 de manière adimensionnée par,

$$\beta^* = \frac{\beta}{\beta^{\text{De Mestre}}} \tag{6.95}$$

Ce mode de représentation permet aisément d'apprécier les effets liés au type d'orientation des feuilles du couvert végétal par rapport à l'hypothèse d'un milieu où les feuilles seraient aléatoirement orientées (β^* = 1, ici).

L'ensemble des résultats présentés sur la Figure 6.63 propose des tendances similaires, mais dont les valeurs extrêmes et les sens de variation sont dépendants du type d'orientation des feuilles. Les variations du coefficient d'extinction sont maximales pour les orientations planophile et érectophile lorsque le rayonnement incident provient verticalement par rapport au milieu étudié (Φ = 0). Dans ces configurations, le coefficient d'extinction peut varier de -30% à +50% par rapport à sa valeur no-

45. DeMestre

minale, obtenue via la corrélation proposée par De Mestre [46]. L'évolution significative du coefficient d'extinction en fonction de la direction d'incidence du rayonnement, justifie de prendre en compte l'orientation des feuilles pour traiter le transfert par rayonnement.

Néanmoins, la prise en compte du transfert de chaleur par rayonnement, en traitant l'équation du transfert radiatif, peut demander des moyens importants en termes de ressources informatiques et de temps de simulation, pour prendre en compte cet aspect directionnel du coefficient d'extinction. L'utilisation d'un coefficient d'extinction moyenné sur l'ensemble des directions de propagation du rayonnement, peut être une alternative afin de limiter le coût des calculs. L'expression du coefficient d'extinction moyen, noté ici $\overline{\beta}$, est déterminée par,

$$\overline{\beta} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Psi=0}^{\Psi=\pi} \int_{\Theta=0}^{\Theta'=2\pi} \beta\left(\Psi, \Theta\right) \sin \Psi \mathrm{d}\Theta \mathrm{d}\Psi \tag{6.96}$$

L'utilisation des expressions analytiques du coefficient β permet de résoudre analytiquement cette double intégration. Le résultat intéressant, lié à l'utilisation des formules de De Wit [30], est que le coefficient $\overline{\beta}$ est identique quel que soit le type d'orientation choisi pour le couvert végétal et vaut,

$$\overline{\beta^{\text{Plano}}} = \overline{\beta^{\text{Erect}}} = \overline{\beta^{\text{Plagio}}} = \overline{\beta^{\text{Extre}}} = \beta^{\text{De Mestre}} \tag{6.97}$$

Ce résultat, particulièrement intéressant, justifie de nouveau l'utilisation de la corrélation proposée par De Mestre [47] pour modéliser en première approximation le coefficient d'extinction d'un couvert végétal dont l'orientation des feuilles serait imposée.

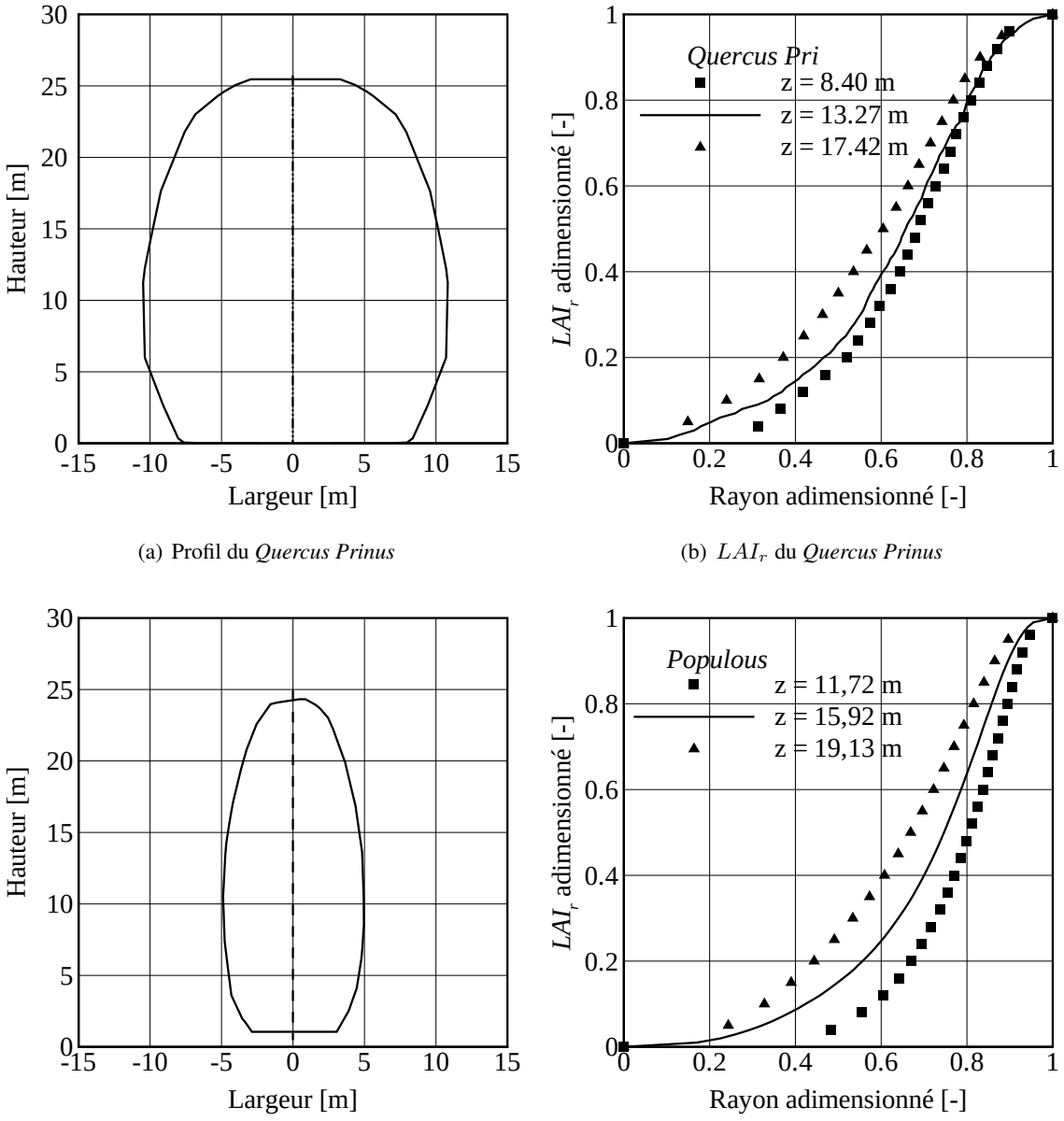
De plus, la comparaison des résultats issus des corrélations analytiques développées par les Eq.(6.91) à (6.94) et les estimations numériques obtenues par le code Brimbelle montre un parfait accord. Cette observation valide une nouvelle fois l'outil numérique mis en place et va permettre son utilisation sur des structures végétales plus complexes et plus réalistes.

La dernière étape, dans la caractérisation du coefficient d'extinction de structures végétales, consiste à analyser l'impact du positionnement préférentiel des feuilles au sein d'un couvert végétal réel sur le coefficient β [R.I. 9].

Pour réaliser cette étude, nous avons pris les structures numériques reconstruites via des IFS appliqués au *Quercus Prinus* et au *Populous Tremuloides* telles qu'elles ont été présentées dans la sous-section précédente (Cf. Figures 6.60(a) et 6.60(b)). Afin de compléter les données sur deux structures reconstruites, les Figures 6.64(a) et 6.64(c) représentent les profils des deux espèces d'arbres qui sont étudiées. Ces profils ont été obtenus en appliquant la technique de recherche du polytope convexe minimal [48] sur le "nuage" de points représentant les amas de feuilles. Cette figure fait clairement apparaitre les différentes symétries et dissymétries qui avaient été observées précédemment sur les évolutions des LAI_z. Ces deux exemples, très différents d'arbres, démontrent que les IFS sont capables de reproduire tout type de morphologie pour un arbre donné.

Une fois les structures d'arbres numériques reconstruites, la distribution radiale du LAI, qui est appelée LAI_r peut être estimée. Elle représente, pour une hauteur donnée, la distribution radiale de feuilles en fonction de la distance d'éloignement du tronc. Plusieurs exemples de LAI_r sont donnés sur les Figures 6.64(b) et 6.64(d) pour le *Quercus Prinus* et le *Populous Tremoloides*. Pour chaque exemple, trois hauteurs ont été sélectionnées : la première correspond à la hauteur où se trouve le

46. DeMestre
47. DeMestre
48. F. Anstett, G. Millerioux and G. Bloch, Polytopic observer design for LPV systems based on minimal convex polytope finding, *J. Algorithm Comput. Technol.*, Vol. 3, pp. 23-43, 2009.



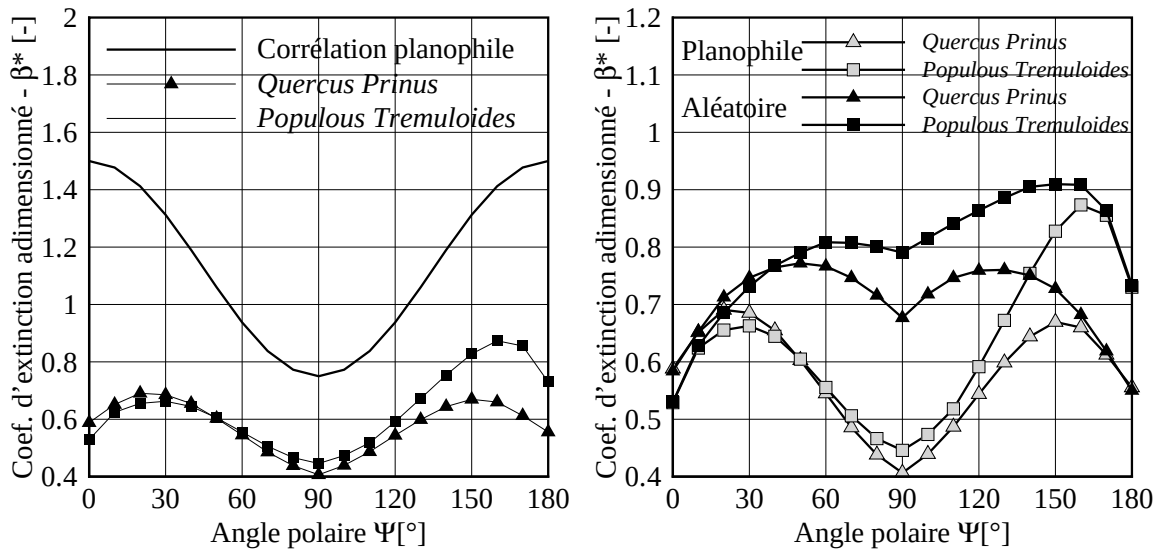
(a) Profil du *Quercus Prinus*

(b) LAI_r du *Quercus Prinus*

(c) Profil du *Populous Tremuloides*

(d) LAI_r du *Populous Tremuloides*

FIGURE 6.64 – Représentations des structures numériques des arbres étudiés



(a) Comparaison entre espèces

(b) Influence du type d'orientation

FIGURE 6.65 – Evolution du coefficient d'extinction en fonction de l'angle d'incidence du rayonnement

diamètre le plus important de la couronne, la seconde et la troisième correspondent aux moitiés supérieure et inférieure de la couronne. Pour les représentations qui sont illustrées sur les Figures 6.64(b) et 6.64(d), les valeurs du LAI_r ont été adimensionnées par la valeur maximale atteinte sur la même hauteur, et le rayon a également été normé par rapport au rayon extérieur de la couronne à cette même altitude.

Les différents exemples de LAI_r qui sont donnés semblent être quasiment tous identiques, quelle que soit la hauteur considérée. Par contre, ces distributions sont spécifiques pour chaque espèce végétale. En effet, pour le *Quercus Prinus*, une valeur de LAI_r adimensionné à 0,25 correspond à un diamètre adimensionné de 0,5. Cela signifie que 75% des feuilles sont distribuées entre la moitié et l'extrémité de la couronne de cet arbre. Pour le *Populous Tremuloides*, ce rayon adimensionné vaut 0,6. Ce comportement peut effectivement être observé sur des arbres réels qui sont en général pratiquement dépourvus de feuilles au cœur de la couronne.

La Figure 6.65(a) donne les évolutions du coefficient d'extinction estimé pour le *Quercus Prinus* et le *Populous Tremuloides* en fonction de la direction de propagation du rayonnement (représentée ici par l'angle polaire Φ, du fait de la symétrie azimutale de la structure). Les résultats obtenus sont, sur cette même figure, comparés à ceux prédits par la relation analytique de β pour une structure planophile (Cf. Eq.(6.91)), mais dont les feuilles sont aléatoirement positionnées.

On observe alors que les évolutions du coefficient d'extinction pour les deux structures végétales ne sont pas équivalentes à celle estimée pour un milieu aléatoire distribué. Les erreurs relatives peuvent atteindre 300% pour le cas du *Populous Tremuloides* avec un angle d'incidence de 0^o. De plus, les coefficients d'extinction moyen qui peuvent être estimés pour les deux structures (0,0517 m^{-1} pour le *Quercus Prinus* et 0,0489 m^{-1} pour le *Populous Tremuloides*) sont plus faibles que celui de la corrélation analytique, pour le même nombre de feuilles dans le couvert végétal (0,0947 m^{-1} et 0,0830 m^{-1} respectivement). Ce comportement est très certainement causé par l'effet d'agglomération des feuilles, notamment au niveau de la partie extérieure de la couronne (comme précédemment observé

par l'étude de l'évolution du LAI_r) qui entraine un effet d'ombre des feuilles sur elles-mêmes. Cette remarque démontre que la distribution spatiale des feuilles au sein du couvert végétal joue un rôle déterminant dans l'estimation du coefficient d'extinction.

Une seconde remarque peut être faite sur l'évolution des coefficients d'extinction des structures végétales (Cf. Figure 6.65(a)). Les allures de β en fonction de la direction de propagation du rayonnement semblent être très dépendantes de la structure étudiée. Pour le *Quercus Prinus*, une légère dissymétrie est observée sur l'évolution du coefficient d'extinction, quand on considère une direction de propagation provenant, soit de l'hémisphère supérieure, soit de l'hémisphère inférieure (écarts inférieurs à 10%). Ce résultat peut s'expliquer en partie par la quasi-symétrie du *Quercus Prinus*. Cette dissymétrie sur β est plus importante pour le *Populous Tremuloides* qui résulte d'une forte asymétrie entre les parties supérieure et inférieure de sa couronne.

La Figure 6.65(b) présente des résultats portant sur la sensibilité du coefficient d'extinction de ces structures végétales à l'orientation des feuilles. Ici, deux structures supplémentaires ont été générées en conservant la morphologie des arbres (via leur IFS) mais en supposant, à présent, que les feuilles sont aléatoirement orientées. La modification de l'orientation des feuilles ne change en rien leur distribution spatiale au sein du couvert végétal, mais le nombre total de feuilles pour chaque couvert a évolué pour conserver les valeurs de LAI de chaque espèce. Ce dernier point est illustré en partie sur la Figure 6.65(b) car pour une incidence verticale (soit 0^o ou 180^o pour l'angle polaire), les coefficients d'extinction sont exactement les mêmes que les feuilles soient d'orientation planophile ou aléatoire. Les résultats exposés sur la Figure 6.65(b) montrent que le choix du type d'orientation des feuilles peut induire des sous- ou sur-estimations du coefficient d'extinction importantes, qui peuvent atteindre en pratique 100% d'erreur relative.

Cette section a démontré que le traitement du transfert radiatif au sein d'une structure végétale est une tâche très délicate. En effet, tout couvert végétal peut être caractérisé par une distribution spatiale et par une orientation privilégiée de ses feuilles. Ces deux critères rendent alors le coefficient d'extinction β dépendant de la direction d'incidence du rayonnement, ce qui complique le traitement des échanges de chaleur par rayonnement.

Ce travail a néanmoins permis de proposer de nouvelles corrélations analytiques permettant d'estimer le coefficient d'extinction d'une structure végétale sous certaines conditions d'utilisation (positionnement aléatoire des feuilles notamment).

6.4.3 Caractérisation des échanges globaux de chaleur par convection à l'échelle macroscopique

Dans le cadre des transferts de chaleur au sein des feux de végétation, le rayonnement thermique est responsable principalement de la propagation horizontale du front de flammes [49]. Le transfert de chaleur par convection peut devenir important lorsque la propagation de l'incendie est piloté par la présence d'un vent ou lorsque l'on s'intéresse à la propagation verticale, lors du passage d'une strate végétale à une autre.

Pour étudier les transferts de chaleur par convection dans le cadre de feux de forêts, il est nécessaire de s'intéresser à la modélisation des échanges thermiques à l'échelle mésoscopique (à celle des branches). A cette échelle, la phase solide (représentant la structure végétale) et la phase gazeuse (l'air ambiant) sont alors à considérer et les échanges de quantité de mouvement et d'énergie entre ces deux phases sont modélisés par des équations-bilans classiques (Navier-Stokes et bilan thermique).

49. O. Séro-Guillaume, S. Ramezani, J. Margerit and D. Calogine, On large scale fires propagation models, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol. 47, pp. 680-694, 2008.

A l'échelle macroscopique, celle d'une canopée où les deux phases sont indissociables, les équations bilans à utiliser sont obtenues en moyennant les équations à l'échelle mésoscopique selon le principe de Marle [50]. Ces équations sont alors les suivantes :

$$\Phi\rho_{\mathrm{f}}C_{p\mathrm{f}}\frac{\partial T_{\mathrm{f}}}{\partial t}+V_{\mathrm{f}}\nabla T_{\mathrm{f}}-\nabla\cdot\left(\underline{\underline{\lambda_{\mathrm{F}}}}\nabla T_{\mathrm{f}}-Q_{\mathrm{f}}^{r}\right)=\chi\left(T_{\mathrm{s}}-T_{\mathrm{f}}\right)+R_{\mathrm{f}} \tag{6.98}$$

$$(1-\Phi)\rho_{\mathrm{s}}C_{p\mathrm{s}}\frac{\partial T_{\mathrm{s}}}{\partial t}-\nabla\cdot\left(\underline{\underline{\lambda_{\mathrm{S}}}}\nabla T_{\mathrm{s}}-Q_{\mathrm{s}}^{r}\right)=\chi\left(T_{\mathrm{f}}-T_{\mathrm{s}}\right)+R_{\mathrm{s}} \tag{6.99}$$

où T_{f} et T_{s} sont respectivement les températures du fluide à l'intérieur de la canopée et de la phase solide. V_{f} représente la vitesse moyenne à l'intérieur de la couronne végétale et $\underline{\underline{\lambda_{\mathrm{F}}}}$ et $\underline{\underline{\lambda_{\mathrm{S}}}}$ sont les tenseurs des conductivités équivalentes des phases fluide et solide. Q_{f}^{r} et Q_{s}^{r} correspondent aux termes de flux radiatif. R_{f} et R_{s} modélisent quant à eux les termes sources de réactions chimiques. Φ est la porosité de la canopée. Chacune des grandeurs est considérée comme une valeur moyenne prise sur l'ensemble de la couronne végétale à l'échelle macroscopique.

$\chi\left(T_{\mathrm{s}}-T_{\mathrm{f}}\right)$ représente les échanges de chaleur par convection entre la phase solide et la phase gazeuse. Ce terme d'échange de chaleur peut être également évalué à partir de la connaissance du champs de température (mésoscopique, noté ici $\tilde{T}_{\mathrm{f}}$) estimé à l'extérieur de la structure végétale sur la phase fluide par,

$$\chi\left(T_{\mathrm{s}}-T_{\mathrm{f}}\right)=-\int_{S_{\mathrm{arbre}}}\lambda_{\mathrm{f}}\frac{\partial\tilde{T}_{\mathrm{f}}}{\partial n}\mathrm{d}S \tag{6.100}$$

Cette relation est très importante car elle permet de faire le lien entre les grandeurs macroscopique et mésoscopique pour le transfert de chaleur par convection. La capacité d'une structure végétale à échanger de la chaleur par convection est donc caractérisée par le coefficient d'échange χ. Habituellement, ce coefficient est rapporté aux unités de surface et est noté h. La relation qui s'établit entre ces deux coefficients d'échange est,

$$\chi=\sigma h \tag{6.101}$$

où σ est la surface spécifique de la structure végétale définie comme le rapport de la surface totale de la structure par le volume complet de la couronne végétale.

L'étude emprise au cours des travaux de thèse de A. Lamorlette a consisté à modéliser numériquement des structures végétales sous FLUENT et à calculer l'écoulement du champs fluide (en terme de quantité de mouvement et de transfert de chaleur) autour du végétal. Pour cette étude, l'écoulement a été modélisé par une formulation à bas nombre de Mach (car la pression est raisonnablement quasi-constante dans tout le domaine de calcul). Le modèle qui a été retenu est un modèle turbulent en $k-\epsilon$ et $k_\theta-\epsilon_\theta$ selon l'approche de Deng *et col.* [51]. Cette approche est brièvement rappelée dans [R.I. 17].

Les structures végétales ont été modélisées par IFS en considérant cette fois, uniquement la partie ligneuse des arbres : les feuilles étant considérées comme thermiquement fines, elles n'influencent que très peu le transfert de chaleur global. Les outils IFS employés dans le cadre de cette étude sont déterministes et utilisent 4 transformations, dont les angles φ et ξ sont identiques pour toutes les transformations. L'angle θ est défini pour la $i$ème transformation par $\theta_i=(i-1)\,\dfrac{\pi}{2}$. Pour chaque structure végétale, l'élément de départ pour l'IFS est un cylindre de 20 cm de diamètre et de 1 m de hauteur. L'ensemble des paramètres utilisés pour définir les structures végétales étudiées dans le

50. C.M. Marle, On macroscopic equations governing multiphase flow with diffusion and chemical reactions in porous media *Int. J. Engng. Sci.*, Vol. 20, pp. 643-662, 1982.

51. B. Deng, W. Wu and S. Xi, A near-wall two-equations model for heat transfer in wall turbulent shear flow, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 44, pp. 691-698, 2001.

Structure	Ordre d'itération n	Angles de rotation (ξ, φ)	Coefficient de contraction s
Arbre # 1	4	$\left(0, \frac{\pi}{4}\right)$	0.46
Arbre # 2	4	$\left(0, \frac{\pi}{4}\right)$	0.6
Arbre # 3	5	$\left(0, \frac{\pi}{5}\right)$	0.6
Arbre # 4	5	$\left(0, \frac{\pi}{4}\right)$	0.6
Arbre # 5	6	$\left(0, \frac{\pi}{4}\right)$	0.6

TABLE 6.12 – Paramètres permettant de générer les structures végétales

cadre de cette étude est donné dans la Table 6.12. Ces différents paramètres permettent de créer des structures très différentes, de surface spécifique et de taille globale variées.

Ces structures sont ensuite associées à un maillage FLUENT à l'intérieur d'un domaine de calcul de 30 m x 20 m x 20 m. La Figure 6.66 donne une illustration d'un maillage utilisé par FLUENT pour cette étude. Cette figure montre que la structure végétale est décentrée selon l'axe X (en amont de l'écoulement) afin de capter la couche limite thermique qui va s'établir entre la structure végétale et l'air ambiant.

La structure végétale est alors soumise à un vent latéral (selon l'axe X sur la Figure 6.66) dont la vitesse d'injection peut varier entre 0 à 5 m/s. Pour chaque structure végétale étudiée, 14 vitesses différentes ont été testées. Ces gammes de vitesses permettent d'aboutir à des nombres de Reynolds allant de 15 000 à 85 000 ce qui prouve que les régimes d'écoulement sont clairement turbulents. Le nombre de Reynolds qui est évoqué ici, est estimé via,

$$Re = \frac{LU_{\text{moy}}}{\nu_f} \tag{6.102}$$

où L est une échelle de longueur macroscopique définissant la structure végétale, correspondant ici à la hauteur de la couronne. ν_f est la viscosité cinématique de l'air. U_{moy} est la norme de la vitesse moyenne calculée au sein de la couronne.

Le volume de la couronne est donc utilisé pour estimer de nombreuses grandeurs à l'échelle macroscopique : vitesse moyenne d'écoulement d'air, transferts de chaleur, ... Il est donc important de définir quel volume (contenant la phase gazeuse et la phase solide) est impliqué dans la couronne végétale. Ce volume est identifié en calculant une équation elliptique du type $\Delta A = 0$ et en imposant que la grandeur A vaut 10 sur la structure végétale. Le volume de la couronne est alors défini par la plus grande ligne de niveau (l'iso-surface) qui englobe complètement la couronne. L'enveloppe ainsi définie, est coupée horizontalement dans la partie inférieure pour en définir une enveloppe convexe. La Figure 6.67 donne un exemple de calcul des lignes de niveau sur une structure végétale générée par IFS.

La longueur macroscopique typique de la couronne, notée ici L, est alors associée à la hauteur totale (selon l'axe Z) du volume de la couronne. Connaissant ce volume, de nombreuses grandeurs comme la surface spécifique, le volume de l'enveloppe, ... peuvent être déterminées pour une structure donnée. La Table 6.13 recense ces différents éléments pour les 5 structures d'arbres qui ont été retenues pour cette étude.

Pour l'étude des transferts de chaleur par convection au sein de la couronne, on réalise alors des

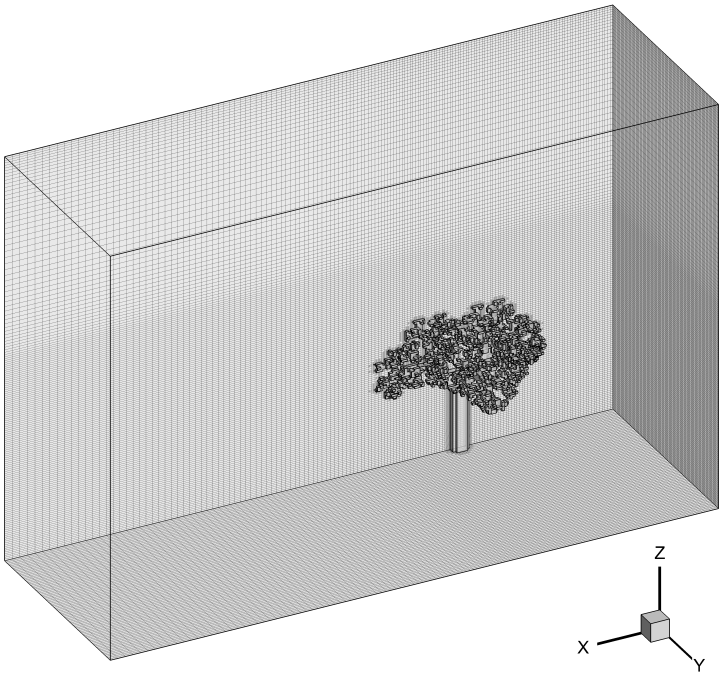


FIGURE 6.66 – Demi-domaine de calculs pour représenter une structure végétale

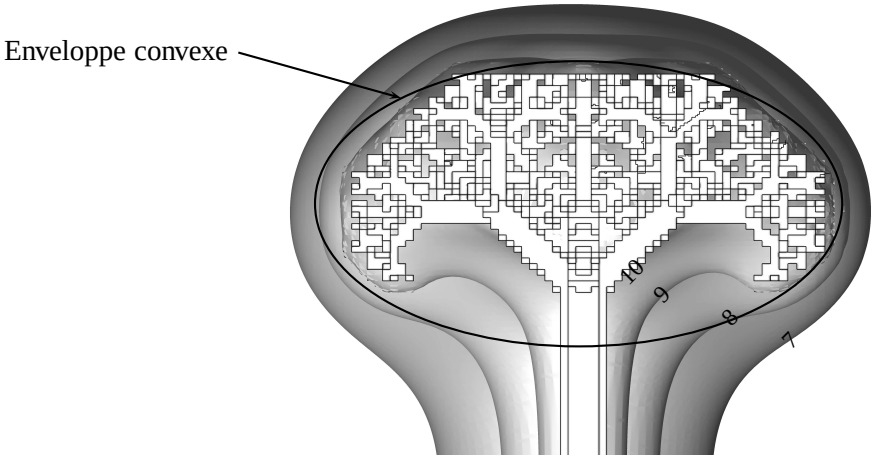


FIGURE 6.67 – Détermination de l'enveloppe convexe de la couronne végétale en utilisant les lignes de niveau A

Structure	Surface spécifique σ [m^{-1}]	Volume de l'enveloppe V_{env} [m^3]	Surface totale de l'arbre S_{arbre} [m^2]	Porosité Φ [-]	L [m]	Gamme Re [-] x 10^3
Arbre # 1	33.2	0.070	2.32	0.63	0.375	15 - 45
Arbre # 2	23.6	0.093	2.20	0.81	0.76	15 - 85
Arbre # 3	33.3	0.100	3.33	0.83	0.76	15 - 80
Arbre # 4	41.9	0.094	3.93	0.74	0.74	10 - 75
Arbre # 5	44.0	0.110	4.84	0.81	0.85	15 - 75

TABLE 6.13 – Propriétés morphologiques des arbres modélisés lors de cette étude

moyennes sur les enthalpies et la quantité de mouvement de la phase fluide. Ces calculs sont réalisés sur le volume de l'enveloppe contenant uniquement la phase fluide ($V_{\text{env f}}$) par,

- pour l'enthalpie moyenne,

$$C_{pf} T_{\text{moy}} = \frac{1}{V_{\text{env f}}} \int_{V_{\text{env f}}} C_p \overline{T} \mathrm{d}V \tag{6.103}$$

- pour la quantité de mouvement moyenne,

$$\rho \mathbf{U}_{\text{moy}} = \frac{1}{V_{\text{env f}}} \int_{V_{\text{env f}}} \rho_f \overline{\mathbf{U}} \mathrm{d}V \tag{6.104}$$

$V_{\text{env f}}$ correspond au volume de l'enveloppe contenant la phase fluide. Ainsi, le terme de la vitesse utilisé pour estimer le nombre de Reynolds, U_{moy}, est obtenu par,

$$U_{\text{moy}} = \left|\left|\mathbf{U}_{\text{moy}}\right|\right| \tag{6.105}$$

Les transferts de chaleur entre la phase solide et la phase gazeuse sont évalués sur l'ensemble de la surface de l'arbre (S_{arbre}) par,

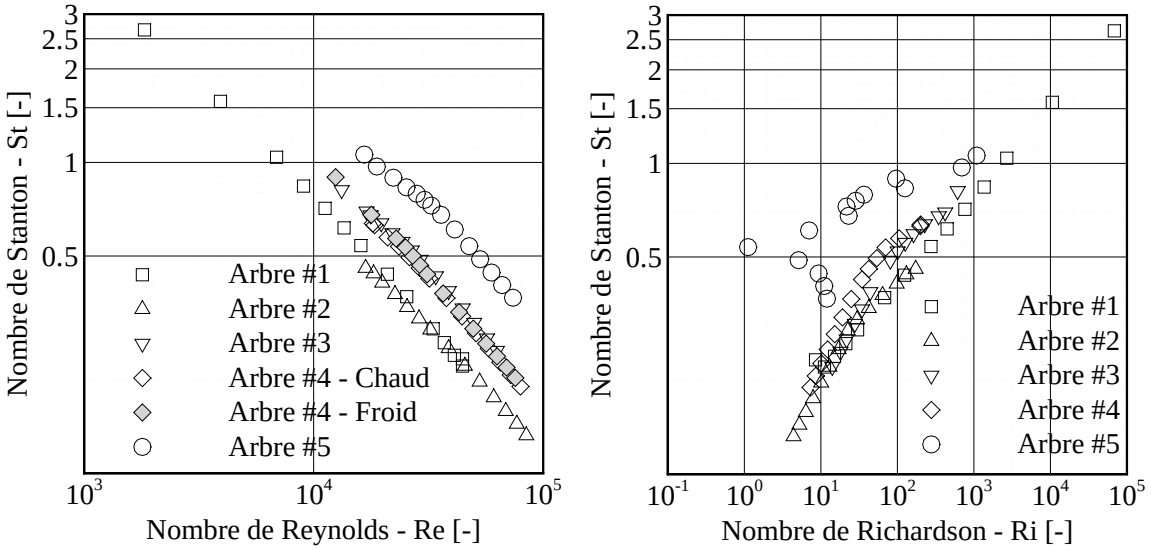
$$Q_{fs} = -Q_{sf} = -\frac{1}{V_{\text{env}}} \int_{S_{\text{arbre}}} \lambda_f \frac{\partial \overline{T}}{\partial n} \mathrm{d}S \tag{6.106}$$

où n correspond à la normale à la surface de l'arbre. Le coefficient d'échange χ est alors estimé par,

$$\chi = \frac{\frac{1}{V_{\text{env}}} \int_{S_{\text{arbre}}} \lambda_f \frac{\partial \overline{T}}{\partial n} \mathrm{d}S}{T_{\text{moy}} - T_{\text{arbre}}} \tag{6.107}$$

Afin d'étudier les échanges de chaleur par convection entre la structure végétale et l'air, un déséquilibre thermique est alors introduit. De manière générale, la température de chaque structure est imposée à une valeur nominale de 600 K et l'air est injecté à 300 K. Afin de compléter l'analyse, un scénario supplémentaire a été ajouté, en considérant l'arbre #4 comme une structure "froide" à 300 K au sein d'air chaud à 600 K.

Pour chaque configuration simulée sous FLUENT, le coefficient d'échange χ a été estimé à partir de l'Eq.(6.107). Afin de donner des éléments d'explication sur l'évolution du coefficient χ en fonction de la configuration testée, les résultats sont présentés à partir de variables adimensionnées telles que,



(a) Evolution du nombre de Stanton en fonction du nombre de Reynolds

(b) Evolution du nombre de Stanton en fonction du nombre de Richardson

FIGURE 6.68 – Evolution des échanges de chaleur en fonction des paramètres de l'écoulement

- le nombre de Reynolds, Re, représentant les effets hydrodynamiques (termes d'inertie et d'énergie cinétique),
- le nombre de Richardson, Ri, représentant les effets thermiques sur l'écoulement (termes d'énergie potentielle et d'énergie cinétique) par,

$$\mathrm{Ri} = g\beta_{\mathrm{eff}} \left(T_0 - T_{\mathrm{arbre}}\right) \frac{L}{U_{\mathrm{moy}}^2} \tag{6.108}$$

  Toutes les grandeurs apparaissant au sein du nombre de Richardson sont relatives au milieu homogène équivalent. Le coefficient β_{eff} est obtenu en moyennant sur la partie de l'enveloppe contenant la phase fluide,

$$\beta_{\mathrm{eff}}\rho_f(T_{\mathrm{moy}} - T_{\mathrm{arbre}})\Phi = \frac{1}{V_{\mathrm{env\ f}}} \int_{V_{\mathrm{env\ f}}} \beta\rho_f \left(\overline{T} - T_0\right) \mathrm{d}V \tag{6.109}$$

  où β est défini ici comme $1/\overline{T}$.
- le nombre de Stanton, St, définissant les échanges de chaleur (entre les phases fluide / solide et l'énergie advectée) par,

$$\mathrm{St} = \frac{\chi}{LU_{\mathrm{mean}}\rho_f Cp_f} \tag{6.110}$$

  Le nombre de Stanton est ici préféré au nombre de Nusselt au raison de la forme tensorielle de la conductivité thermique à l'échelle macroscopique.

Les résultats de simulation sont regroupés sur la Figure 6.68 sous la forme de réprésentations Log-Log. La Figure 6.68(a) propose l'évolution du nombre de Stanton en fonction du nombre de Reynolds et la Figure 6.68(b) celle du nombre de Stanton en fonction du nombre de Richardson. La première observation porte sur les résultats portant sur la structure # 4 où plusieurs scénarios ont été testés : (i) lorsque que la structure est "chaude" dans un écoulement "froid", (ii) lorsque que la

Structure	a_i	b_i	c_i	Précision sur St	Gr^{c_i}
Arbre # 1	1042.59	-0.7851	0.0000	2.96 %	$1.0000 \pm 0.00\%$
Arbre # 2	5031.82	-0.9196	-0.0679	0.65 %	$0.1938 \pm 1.45\%$
Arbre # 3	1092544.32	-1.3226	-0.2347	1.15 %	$0.0027 \pm 4.53\%$
Arbre # 4	28958.15	-1.0393	-0.1013	0.33 %	$0.0836 \pm 2.11\%$
Arbre # 5	3206.29	-0.8026	-0.0276	2.07 %	$0.5109 \pm 3.34\%$

TABLE 6.14 – Coefficients de la corrélation sur le nombre de Stanton obtenus par un algorithme d'identification de paramètres

structure est "froide" dans un écoulement "chaud". Les résultats relatifs pour ces deux configurations sont, sur la Figure 6.68(a), strictement identiques. Cette observation prouve que le signe du gradient thermique n'a pas d'influence sur les échanges thermiques. C'est pour cette raison que, par la suite, nous n'étudions que les configurations où les arbres "chauds" sont placés au sein d'un écoulement d'air "froid".

La Figure 6.68(a) montre que le nombre de Stanton diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ce comportement démontre que le transfert de chaleur entre la structure fractale et l'air environnant devient moins important que le transfert de chaleur induit par advection. Néanmoins, le coefficient de transfert χ augmente avec le nombre de Reynolds (cet élément ne peut pas être observé sur la Figure 6.68(a) en raison de l'utilisation de nombres adimensionnés). De plus, les résultats obtenus pour chaque structure semblent décrire des droites parfaitement parallèles. Cette observation suggère que le nombre de Stanton dépend du nombre de Reynolds selon une loi de puissance.

Des observations quasiment similaires peuvent être faites sur l'évolution du nombre de Stanton en fonction du nombre de Richardson, comme le montre la Figure 6.68(b) (excepté pour la configuration associée à l'Arbre # 5). L'évolution quasi-linéaire du nombre de Stanton en fonction du nombre de Richardson suggère une nouvelle fois que le nombre de Stanton dépend du nombre de Richardson sous la forme d'une loi de puissance.

La Figure 6.68 justifie que le nombre de Stanton peut être exprimé par une loi de puissance en fonction des paramètres de l'écoulement par,

$$\mathrm{St}_{\#i} = a_i \mathrm{Re}^{b_i} \mathrm{Ri}^{c_i} \tag{6.111}$$

La corrélation, exprimée par l'Eq.(6.111), propose d'associer à chaque structure végétale un couple de paramètre a_i, b_i et c_i permettant de caractériser les transferts de chaleur à partir des données de l'écoulement. L'identification de ces paramètres pour chaque structure a été réalisée à partir d'un algorithme génétique identique à celui qui a déjà utilisé dans [R.I. 14]. L'ensemble des paramètres identifiés sont regroupés sous la Table 6.14.

Les corrélations ainsi trouvées permettent de prédire les transferts de chaleur, via le nombre de Stanton, avec une précision maximale inférieure à 3% pour les 5 configurations testées au sein de cette étude. La qualité de prédiction du nombre de Stanton justifie l'intérêt de l'Eq.(6.111). Néanmoins, pour un couvert végétal donné, les paramètres a_i, b_i et c_i doivent être connus pour évaluer correctement les transferts de chaleur. Pour les 5 configurations testées dans cette étude, les coefficients a_i, b_i et c_i varient énormément autour de leur valeur moyenne : de 215 % pour a_i, de 25% pour b_i et de 105% pour c_i. Enfin, il serait nécessaire de corréler ces coefficients aux données morphologiques des structures végétales comme sa surface spécifique, sa porosité, ...

Structure	d_i	e	Ecarts moyens
Arbre # 1	985.03	-0.779	3.17 %
Arbre # 2	930.32		1.24 %
Arbre # 3	1407.37		2.92 %
Arbre # 4	1324.88		2.43 %
Arbre # 5	2282.32		4.00 %

TABLE 6.15 – Paramètres identifiés pour la corrélation portant sur le nombre de Stanton

La corrélation proposée par l'Eq.(6.111) peut néanmoins être simplifiée sous une forme optimale. En effet, il est bien connu que le nombre de Richardson dépend à la fois du nombre de Reynolds mais également de celui de Grashof par,

$$\mathrm{Ri} = \frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2} \tag{6.112}$$

L'Eq.(6.111) peut donc être exprimée en fonction des nombres de Reynolds et de Grashof, ce qui ne réduit par le nombre de paramètres de la corrélation. Cependant, la Table 6.14 donne pour chaque configuration les valeurs moyennes des nombres de Grashof ainsi que leurs variations. Il est alors observé que le nombre de Grashof varie très peu (inférieur à 5% de sa valeur nominale) ce qui permet de le considérer comme une constante pour une structure donnée. Cette simplification permet alors de considérer l'Eq.(6.111) sous une forme réduite,

$$\mathrm{St}_{\#i} = d_i \mathrm{Re}^{e_i} \tag{6.113}$$

De plus, rappelons que la Figure 6.68(a) monte que, pour chaque structure, les évolutions du nombre de Stanton semblent décrire des droites parfaitement parallèles, ce qui justifie l'existence d'un exposant unique pour le nombre de Reynolds. Cette dernière hypothèse permet alors d'écrire le nombre de Stanton comme,

$$\mathrm{St}_{\#i} = d_i \mathrm{Re}^{e} \tag{6.114}$$

Un algorithme d'optimisation est de nouveau appliqué sur les résultats issus de FLUENT, afin d'identifier les paramètres de l'Eq.(6.114). Les résultats sont regroupés dans la Table 6.15. Les corrélations ainsi produites donnent des écarts moyens inférieurs à 5% sur le nombre de Stanton, ce qui démontre la validité et la pertinence de la corrélation proposée par l'Eq.(6.114).

La Figure 6.69 montre la précision de la corrélation proposée par l'Eq.(6.114) par rapport aux résultats de simulation sous FLUENT. D'un point de vue pratique, le transfert de chaleur s'établissant entre une structure végétale et l'air environnant peut être modélisé par l'Eq.(6.114), à partir du moment où le paramètre d est connu pour l'espèce étudiée.

Le paramètre d_i varie entre 930 et 2290 pour les structures végétales que nous avons étudiées. Cette grandeur semble être dépendante des caractéristiques morphologiques des structures végétales considérées. En effet, les couples de coefficients d_1 / d_2 et d_3 / d_4 sont très similaires, ce qui est à associer à la surface totale de l'arbre, S_{arbre}, qui est très proche pour les couples Arbre # 1 / Arbre # 2 et Arbre # 3 / Arbre # 4.

A la suite des travaux de thèse de A. Lamorlette, nous avons tenté de comprendre les liens entre le paramètre d et les propriétés des IFS utilisés pour générer les structures végétales. L'idée a été de proposer une modélisation "analytique" des transferts de chaleur globaux à l'intérieur de la couronne

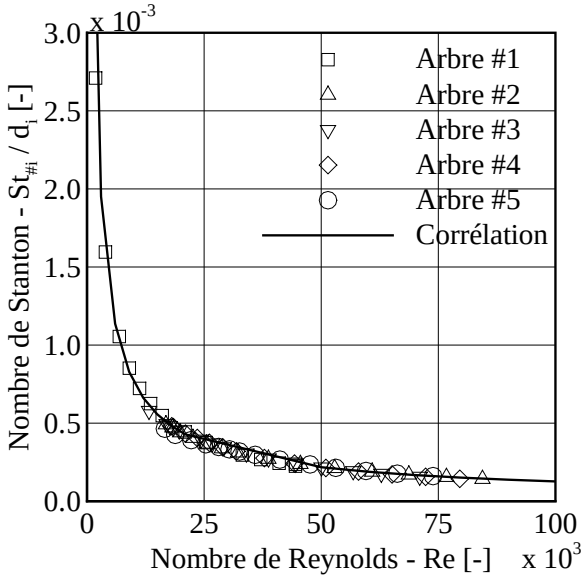


FIGURE 6.69 – Comparaisons des résultats numériques avec la corrélation obtenue pour le nombre de Stanton

d'un arbre. L'hypothèse principale consiste à considérer que ces échanges de chaleur sont la somme des contributions individuelles des échanges de chaleur sur chaque branche constituant l'arbre.

Rappelons qu'une branche, générée à la $i$ème génération de l'IFS, est représentée par un cylindre de longueur L_i et de diamètre D_i. Les échanges de chaleur élémentaires sur cette branche peuvent être estimés, via le nombre de Nusselt, par la corrélation de Chilton-Colburn,

$$\mathrm{Nu}_{D_i} = C_i \mathrm{Re}_{D_i}^{m_i} \mathrm{Pr}^{1/3} \tag{6.115}$$

où Pr est le nombre de Prandtl pour la phase fluide. C_i et m_i sont deux paramètres qui dépendent du régime d'écoulement et donc du nombre de Reynolds, Re_{D_i} [52]. Rappelons également que le nombre de Nusselt permet d'estimer le coefficient d'échange convectif, h_i, par,

$$\mathrm{Nu}_{D_i} = \frac{h_i D_i}{\lambda_\mathrm{f}} \tag{6.116}$$

Pour cette application, nous supposons que la seule surface latérale du cylindre est impliquée lors des échanges de chaleur. En effet, les deux faces présentes aux extrémités du cylindre totalisent une surface négligeable comparée à celle de la face latérale.

Les caractéristiques des branches de la $i$ème itération, de longueur L_i et de diamètre D_i sont dépendantes de celles de l'itération précédente (i-1ème itération), du fait de la contraction de coefficient (ici constant pour toutes les transformations), noté s. Le diamètre et la longueur d'une branche à la $i$ème itération suit alors la règle d'une suite géométrique,

$$D_i = sD_{i-1} \tag{6.117}$$

ou encore,

$$D_i = s^i D_0 \tag{6.118}$$

52. J.D. Knudsen and D.L. Katz. Fluid Dynamics and Heat transfer, *Mc Graw and Hill*, NY, 1958.

où D_0 est ici le diamètre du premier élément de base utilisé pour générer la structure végétale. La surface totale de l'ensemble des éléments générés à l'itération i, notée S_i, suit également une suite géométrique,

$$S_i = \left(N_t s^2\right) S_{i-1} \tag{6.119}$$

ou encore,

$$S_i = \left(N_t s^2\right)^i S_0 \tag{6.120}$$

La surface totale d'échange pour une structure végétale donnée devient alors,

$$S_t = \sum_{i=0}^{i=n} S_i = S_0 \frac{1 - \left(N_t s^2\right)^{n+1}}{1 - N_t s^2} \tag{6.121}$$

Cette dernière relation utilise la surface d'échange, notée S_0, du premier élément utilisé par l'IFS qui est estimée à,

$$S_0 = \pi D_0 L_0 \tag{6.122}$$

Les échanges de chaleur sur une branche sont estimés, selon l'Eq.(6.102), à partir du nombre de Reynolds "local", établi à l'échelle mésoscopique,

$$\mathrm{Re}_{D_i} = \frac{U_{\text{moy}} D_i}{\nu_f} \tag{6.123}$$

où U_{moy} est la vitesse moyenne intrinsèque de la phase fluide à l'intérieur de la couronne végétale. La relation entre le nombre de Reynolds "local" Re_{D_i} et le nombre de Reynolds à l'échelle macroscopique, Re devient,

$$\mathrm{Re}_{D_i} = \mathrm{Re}_{D_0} s^i = \mathrm{Re} \frac{D_0}{L} s^i \tag{6.124}$$

Les nombres de Reynolds "locaux" pour chaque itération de branches peuvent être estimés à partir des nombres de Reynolds "macroscopiques", Re. Les gammes de Re observés lors des simulations sous FLUENT sont donnés sur la Table 6.13. Il apparait alors que la plupart des nombres de Reynolds "locaux" (pour des ordres d'itération supérieurs à 3) sont dans une gamme allant de 40 à 4000. Pour cette plage de nombres de Reynolds, les paramètres C et m de l'Eq.(6.115) sont constants [52], aux valeurs nominales de 0.683 et 0.466 respectivement. L'utilisation d'un seul couple C et m se justifie parfaitement pour l'ensemble des branches générées à une itération supérieure ou égale à 3. D'autre part, la surface totale d'échange représentant ces branches représente entre 67 et 86% des surfaces totales de chaque structure testée lors de cette étude. Cette remarque justifie l'utilisation de ce couple de paramètres pour l'ensemble des branches des couverts végétaux considérés.

Le coefficient d'échange global χ peut donc être calculé en effectuant une somme des coefficients d'échange locaux, h_i, pondérés par les surfaces d'échanges de ces éléments, S_i,

$$\chi = \frac{1}{V_{\text{env}}} \sum_{i=0}^{n} h_i S_i \tag{6.125}$$

En utilisant les Eq.(6.101) et Eq.(6.116), le coefficient d'échange global χ devient,

$$\chi = \frac{\lambda_{\text{f}} \mathrm{Pr}^{1/3} \pi L_0}{V_{\text{env}}} \sum_{i=0}^{n} C \mathrm{Re}^m \frac{D_0^m}{L^m} s^{i(1+m)} N_t^i \tag{6.126}$$

En utilisant une forme adimensionnée pour exprimer les échanges de chaleur, l'expression de l'Eq.(6.126) devient,

$$\mathrm{St} = Pr^{-2/3} C \left(\sigma D_0^{m-1} L^{2-m}\right) \frac{\left(1 - s^2 N_t\right)\left(1 - \left(s^{1+m} N_t\right)^{n+1}\right)}{\left(1 - \left(s^2 N_t\right)^{n+1}\right)\left(1 - \left(s^{1+m} N_t\right)\right)} \mathrm{Re}^{m-1} \tag{6.127}$$

Cette dernière expression fait apparaître plusieurs termes adimensionnés,

$$\Pi_\sigma = \sigma D_0^{m-1} L^{2-m} \tag{6.128}$$

$$\Pi_{\mathrm{IFS}} = \frac{\left(1 - s^2 N_t\right)\left(1 - \left(s^{1+m} N_t\right)^{n+1}\right)}{\left(1 - \left(s^2 N_t\right)^{n+1}\right)\left(1 - \left(s^{1+m} N_t\right)\right)} \tag{6.129}$$

où Π_σ and Π_{IFS} sont des groupes adimensionnés associés à la surface spécifique et aux paramètres de IFS. L'Eq.(6.127) peut être réduite à,

$$\mathrm{St} = \mathrm{Pr}^{-2/3} C \Pi_\sigma \Pi_{\mathrm{IFS}} \mathrm{Re}^{m-1} \tag{6.130}$$

La forme de l'Eq.(6.130) obtenue analytiquement correspond à une loi de puissance, telle que celle identifiée numériquement par l'Eq.(6.114). Ici, le terme $m-1$ est associé au coefficient constant e de l'Eq.(6.114) et le terme $\mathrm{Pr}^{-2/3} C \Pi_\sigma \Pi_{\mathrm{IFS}}$ au paramètre d. Cette dernière identification fait clairement apparaître les dépendances du coefficient d aux paramètres de l'IFS ($via\ \Pi_{\mathrm{IFS}}$) et des données intrinsèques de la couronne végétale ($via\ \Pi_\sigma$).

L'utilisation de la relation de Chilton-Colburn (Cf. Eq.(6.115)) est applicable dans le cas où les échanges thermiques se font entre un cylindre et un écoulement orthogonal. Dans le cadre de notre étude, la structure végétale ne présente que très peu d'éléments qui seront orthogonaux à l'écoulement de la phase fluide, comme on peut le constater sur la Figure 6.57. Le modèle analytique sur le transfert de chaleur peut alors être amélioré en incluant la correction proposée par Kalish et Dwyer[53]. Ils proposent de corriger le coefficient d'échange par un terme prenant en compte la non-orthogonalité de l'écoulement, par,

$$f_\gamma(\gamma) = 0.84 \sqrt{\frac{\sin(\gamma) + \sin^2(\gamma)}{1 + \sin^2(\gamma)}} \tag{6.131}$$

où γ est l'angle entre la direction principale de l'écoulement de la phase fluide et l'axe du cylindre. Comme il est extrêmement compliqué de déterminer l'orientation des branches de chaque itération, une valeur moyenne $\overline{f_\gamma}$ est utilisée comme facteur correcteur. Cette valeur est de 0,7597. Cette correction permet de proposer une nouvelle formulation analytique pour les transferts de chaleur par,

$$\mathrm{St} = \overline{f_\gamma} \mathrm{Pr}^{-2/3} C \Pi_\sigma \Pi_{\mathrm{IFS}} \mathrm{Re}^{m-1} \tag{6.132}$$

Pour vérifier la pertinence de la corrélation proposée, les résultats numériques des transferts de chaleur obtenus sous FLUENT sont comparés aux prédictions fournies par l'Eq.(6.130) et l'Eq.(6.132). Les structures végétales, identifiées sous les références de Arbre # 2 à Arbre # 5 (Cf. Table 6.12), sont utilisées ici pour réaliser les comparaisons.

La Table 6.16 donne les erreurs relatives maximales obtenues entre les résultats prédits par les corrélations analytiques (avec ou sans correction) et ceux fournis par FLUENT. L'analyse des erreurs

53. S. Kalish and O.E. Dwyer. Heat transfer to NaK flowing through unbaffled rod bundles *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, pp. 1533-1558, 1967.

Structure	Paramètres de Chilton-Colburn		Erreurs maximales	
	C [-]	m [-]	Modèle analytique [%]	Modèle avec $\overline{f_\gamma}$ [%]
Arbre # 2	0.683	0.466	23	35
Arbre # 3			75	39
Arbre # 4			58	20
Arbre # 5			71	30

TABLE 6.16 – Paramètres du modèles et erreurs relatives maximales

Structure	Paramètres du modèle		Erreurs relatives		Produit
	C_i [-]	m [-]	Maximales [%]	Moyennes [%]	$C\sigma$ [m^{-1}]
Arbre # 2	4,228	0.226	3	1	99,79
Arbre # 3	3,003		10	6	100,01
Arbre # 4	2,660		12	6	111,46
Arbre # 5	2,236		12	3	98,39

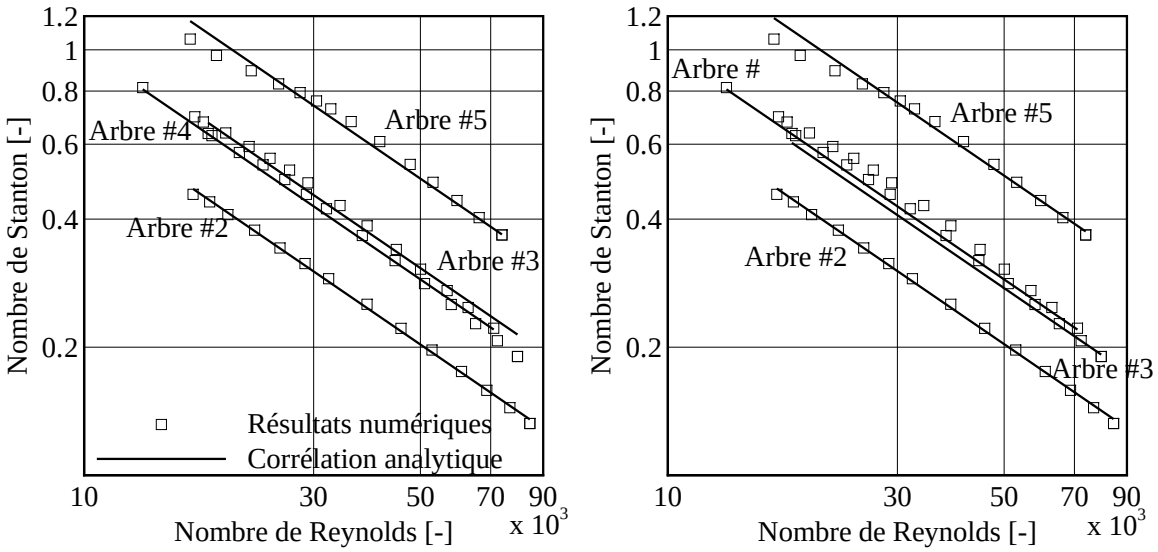
TABLE 6.17 – Résultats de l'identification de paramètres pour la calibration de la corrélation analytique

démontrent que le modèle sans correction par $\overline{f_\gamma}$ ne peut pas, dans l'état, fournir des prédictions fiables pour estimer les transferts de chaleur globaux entre une structure végétale et l'air environnant. Les erreurs relatives peuvent atteindre 70%. L'utilisation d'une correction, prenant en compte la non-orthogonalité des branches par rapport à l'écoulement de la phase fluide, améliore les prédictions, néanmoins les erreurs réalisées restent tout de même conséquentes, pouvant atteindre 45%.

Très clairement, les résultats proposées par la Table 6.16 démontrent, que ni la corrélation analytique et ni la formulation corrigée par $\overline{f_\gamma}$ ne peuvent donner de prédictions fiables. Néanmoins, l'expression de la corrélation obtenue par l'Eq.(6.130) est en adéquation avec les observations faites sur les résultats des échanges thermiques obtenus par FLUENT via la loi de puissance qui a été proposée (Cf. Eq.(6.114)). La principale contrainte de la corrélation analytique est qu'elle repose sur deux paramètres ajustables (C, m) qui ont été fixés en considérant que les contributions individuelles au transfert de chaleur global de chaque branche étaient indépendantes les unes des autres. Cette hypothèse peut être alors, sans doute, remise en cause.

Une seconde tentative d'amélioration du modèle analytique a consisté à rechercher un coefficient C_i, individuel pour chaque structure et un coefficient m constant. Un algorithme génétique a été utilisé pour cette phase d'identification de paramètres. Les résultats de ce processus d'optimisation sont donnés sur la Table 6.17. Les coefficients C_i obtenus varient sur une gamme limitée allant de 2 à 4,5 et l'exposant m est fixé à 0,226. Cette dernière valeur est en accord avec l'exposant e de l'Eq.(6.114) qui avait été estimé à -0,779 (au lieu de -0,774), puisque $e = m - 1$. Les prédictions réalisées avec ce nouveau modèle sont en assez bon accord avec les résultats numériques issus de FLUENT, puisque les erreurs relatives peuvent atteindre 12% et qu'elles sont de valeurs moyennes de 6%. Les prédictions des transferts de chaleur globaux sont confrontés aux résultats obtenus sous FLUENT sur la Figure 6.70(a). Cette figure démontre la pertinence du dernier modèle proposé.

Ce dernier travail d'optimisation de travail a permis de justifier à nouveau l'existence d'un exposant unique, m indépendant de la structure végétale qui est généré par l'outil IFS. Seul le coefficient C_i possède encore une dépendance à la morphologie de la couronne végétale. Néanmoins, l'analyse



(a) Modèle utilisant l'optimisation de paramètres

(b) Modèle corrigé par $C_i\sigma = 100$

FIGURE 6.70 – Comparaison des résultats numériques obtenus sous FLUENT et des prédictions données par le modèle analytique

du produit du coefficient C_i par la surface spécifique σ révèle une invariance dans le résultat quelle que soit la structure végétale étudiée (Cf. Table 6.17). Ce produit semble être constant et fixé à une valeur de 100. Cette dernière observation permet alors de simplifier l'emploi du coefficient C_i et offre une nouvelle expression pour prédire les transferts de chaleur globaux par,

$$\mathrm{St} = \mathrm{Pr}^{-2/3}\Pi_{\sigma}^{*}\Pi_{\mathrm{IFS}}\mathrm{Re}^{m-1} \tag{6.133}$$

avec l'exposant m égale à 0,226 et,

$$\Pi_{\sigma}^{*} = 100 D_0^{m-1} L^{2-m} \tag{6.134}$$

$$\Pi_{\mathrm{IFS}} = \frac{\left(1 - s^2 N_t\right)\left(1 - \left(s^{1+m} N_t\right)^{n+1}\right)}{\left(1 - \left(s^2 N_t\right)^{n+1}\right)\left(1 - \left(s^{1+m} N_t\right)\right)} \tag{6.135}$$

La Figure 6.70(b) propose une comparaison entre les résultats de simulation de FLUENT et ceux produits par l'Eq.(6.133). Les erreurs relatives moyennes relevées sur l'ensemble des expériences sont inférieures à 6% ce qui prouve l'intérêt de l'Eq.(6.133).

6.4.4 Bilan et perspectives sur la caractérisation à l'échelle macroscopique des propriétés de la végétation

La caractérisation des propriétés physiques de la végétation à l'échelle macroscopique a permis de développer des méthodologies originales pour définir les propriétés radiatives (coefficient d'extinction) et les coefficients d'échanges globaux de structures végétales réalistes. Ce travail a également nécessité de mettre au point une technique innovante de génération de couverts de végétation à partir d'outils fractals basés sur des algorithmes IFS. Cette thématique offre encore de nombreuses pistes exploratoires qui permettrait de parfaire nos premiers travaux dans ce domaine.



(a) Exemple d'un bras de mesure (b) Reconstruction numérique d'une partie d'un couvert végétal (c) Digitalisation du couvert végétal

FIGURE 6.71 – Exemples de reconstruction numérique de végétaux métrologique

Sur le thème portant sur la reconstruction de couverts de végétation, nous avons montré qu'à partir de données réelles provenant d'essences essentiellement américaines d'arbres (seules données réellement exploitables), au-delà de la simple représentation graphique, la structure générée par IFS vérifie également un certain nombre de propriétés morphologiques. Il a été démontré également que, pour la phase de reconstruction des végétaux, le nombre de paramètres utiles pour l'IFS est assez restreint : hauteur de la structure végétale, diamètre de la couronne, nombre de feuilles et distribution verticale de feuilles. Ce travail de caractérisation de propriétés physiques est limité car il concerne uniquement des espèces végétales non directement impliquées dans la propagation des feux de forêts. Cependant, cette étude préliminaire a permis de développer la méthodologie. Il est donc nécessaire dès à présent de se doter d'outils expérimentaux qui permettront de palier le manque de données auquel nous faisons face à l'heure actuelle. Ce travail original constituera une véritable avancée pour toutes les études modélisant des phénomènes environnementaux associés à ce type de végétation.

Pour caractériser parfaitement la morphologie d'une espèce végétale donnée, l'idéal serait de connaître de façon fine les distributions de feuilles et de branches à l'intérieur de la couronne. Ces données permettraient également d'avoir des renseignements sur la hauteur de la structure, le diamètre de la couronne et l'orientation des feuilles. Ce travail complet de caractérisation devrait être réalisé sur un nombre assez important de structures végétales de la même espèce afin d'obtenir des données statistiques fiables. Ce travail minutieux doit être réalisé dans des volumes assez restreints (structures de 1,5 mètre de haut pour 1 mètre de large contenant environ 600 feuilles) ce qui limite grandement l'utilisation d'un bon nombre d'outils métrologiques. L'option envisagée pourrait être l'utilisation d'un bras de mesures métrologique. Les bras de mesures portables permettent d'effectuer des mesures de positionnement dans l'espace directement dans l'environnement de l'objet à traiter (en l'occurrence ici en utilisation extérieure) mais également de scanner des surfaces tridimensionnelles. Cet outil permettra de définir les coordonnées des jonctions du type branche-branche ou du type branche-feuille. L'illustration d'un bras de mesures est donnée sur la Figure 6.71(a).

La caractérisation des propriétés morphologiques d'espèces végétales impliquées dans les feux

forêts doit permettre grâce à des outils fractals tels que les IFS de reconstruire numériquement des couverts de végétaux (Cf. les Figures 6.71(b) et 6.71(c)). Au-delà des résultats originaux portant sur la phase de caractérisation, ces travaux permettront de faire des avancées significatives dans la détermination précise de paramètres entrants dans le modèle de propagation des incendies, notamment en,

- Développant une base de données unique pour des végétaux ;
- Caractérisant les effets hydrodynamiques entre une structure végétale et l'air ambiant ;
- Caractérisant les échanges de chaleur entre une structure végétale et l'air ambiant ;
- Modélisant les échanges radiatifs entre une flamme et une structure végétale ;
- Développant un modèle fin de combustion pour les végétaux.

En ce qui concerne le travail de caractérisation des propriétés radiatives des structures végétales, la méthodologie que nous avons développée au cours de ce travail pourrait être appliquée aux litières d'aiguilles de pin, qui constitue le support de base à l'ignition et à la propagation des feux de végétation que nous connaissons en France. Pour ces milieux denses, l'hypothèse d'un milieu aléatoirement distribué est couramment effectué, et le coefficient d'extinction est principalement estimé via la formule de De Mestre [44]. Nous avons démontré, au cours de nos travaux, que cette formule est perfectible notamment lorsque le milieu à étudier contient des particules dont l'orientation est particulière, comme l'est une litière d'aiguilles. La meilleure connaissance de ces propriétés radiatives permettrait,

- d'améliorer les modèles physiques prédisant l'inflammation de ces litières ;
- de compléter les modèles fins de combustion utilisant des combustibles comme de la végétation.

Pour ce travail, la reconstruction numérique du milieu étudié est un point important. Il n'est pas question ici de modéliser les aiguilles de pins par des cylindres qui seraient aléatoirement orientés, car ces milieux sont particulièrement denses et les contacts entre aiguilles sont très compliqués à modéliser numériquement. Pour cette application, l'idée serait de se rapprocher de l'IUSTI et en particulier de Jérôme Vicente (fondateur du logiciel open-source iMorph dédié à l'imagerie 3D des milieux poreux) pour développer ensemble une représentation 3D fidèle d'une litière d'aiguilles de pin par tomographie rayons X à haute résolution. Les milieux reconstitués pourraient être très ressemblant à ceux présentés sur la Figure 6.72 (extraite des travaux de Huang *et col.* [54]). L'association des données spectrales sur la matière végétale avec notre modèle Brimbelle permettrait de définir de manière réaliste les propriétés radiatives, coefficients d'absorption et de diffusion et fonction de phase, de ces ensembles de végétation.

Enfin, il serait également intéressant de poursuivre le travail de caractérisation des échanges globaux de chaleur par convection. En effet, les travaux, qui ont été développés au cours de ces dernières années, se sont attachés principalement à considérer que l'écoulement de la phase fluide provenait longitudinalement à la structure végétale. Cette configuration permet alors d'analyser le comportement de la végétation (l'échauffement) lors de la phase d'approche d'un front de flamme. Les transferts de chaleur par convection sont également responsables de la transition des feux de sol (feux de surfaces ou de ligneux bas) vers les feux de cimes (feux de couronnes). Comme le coefficient d'échange global dépend de la morphologie de la structure végétale et de l'orientation de l'écoulement, il est alors indispensable pour prédire correctement l'apparition d'une transition feu de sol / feu de cime de modéliser de façon réaliste ces échanges de chaleur selon un écoulement fluide s'établissant verticalement.

54. X. Huang, Q. Wang, W. Zhou, D. Deng, Y. Zhao, D. Wen et J. Li, Morphology and transport properties of fibrous porous media, *Powder Technology*, Vol. 283, pp. 618-626, 2015.

Fire Safety Journal 44 (2009) 88–95

Contents lists available at ScienceDirect

Fire Safety Journal

journal homepage: www.elsevier.com/locate/firesaf

Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires

B. Monod [a], A. Collin [b], G. Parent [a], P. Boulet [a,*]

[a] LEMTA, Nancy-Université, CNRS, Faculté des Sciences et Techniques, BP 239, 54506 Vandœuvre lès Nancy Cedex, France
[b] LEMTA, Nancy-Université, CNRS, 2 Avenue de la Forêt de Haye, BP 160, 54504 Vandœuvre lès Nancy Cedex, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 30 October 2007
Received in revised form
26 March 2008
Accepted 27 March 2008
Available online 19 May 2008

Keywords:
Reflection
Transmission
Absorption
Vegetation
Infrared

ABSTRACT

An experimental study has been carried out on the radiative properties of six vegetal species. Measurements have been performed in the infrared range on the directional-hemispherical transmissivity and reflectivity. The spectral absorptivity of the various species has been obtained after a pre-processing step, taking into account the porosity of the samples and therefore yielding the characteristics of the plant matter itself. A near constant absorption has been obtained between 2.8 and 10 μm (3500 and 1000 cm^{-1}, respectively), showing negligible discrepancies between the species. Some variations are observed in the near infrared range, however. Complementary measurements have been conducted after 40 days on dry species, indicating variations in the characteristics linked to a loss in water content. In parallel, numerical investigations have been also conducted applying a ray-tracing method on the basis of these measured characteristics in order to evaluate the radiative properties of a medium featuring a set of leaves. The absorption of an ensemble of individual vegetation particles has been sought, as a preliminary step before describing a realistic vegetation medium. Comparisons with a classical approximate formula for the extinction of an equivalent medium are discussed.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

In the frame of forest fire propagation, radiative transfer is known to play an important role [1–4]. Unfortunately, the radiative properties of the vegetation, which must have a key role in the propagation models, are poorly known. Spectral properties, in the infrared (IR) range in particular, are required. A usual formulation gives the extinction coefficient of the equivalent medium when solving the radiative transfer equation (RTE). This concept of equivalent medium involves an ensemble of vegetation elements considered as a whole, often assumed homogeneous, gray and non-scattering [4–6].

The corresponding extinction coefficient has to be computed prior to the RTE solution. On the basis of pioneer works [7], the corresponding formulation is

$$\sigma_e = n_l \frac{S_t}{4} \quad (1)$$

where σ_e is the extinction coefficient (m^{-1}), n_l is the density of leaves located in the medium (number of leaves/m^3) and S_t is the total area of the considered vegetation element (m^2). As can be seen, the computation of the extinction coefficient is based on the specific surface of the vegetation. It can also involve the emissivity of the plant matter as a multiplying coefficient too, which seems logical at first glance. The relation (Eq. (1)) provides several advantages:

- The coefficient does not depend on components of the vegetation medium: the same expression could be used for *Quercus coccifera* or *Arbutus unedo*, for example (two species studied here), in taking care to modify S_t.
- The coefficient does not depend on radiation wavelength: the calculation is simplified and avoids important computational costs when treating the radiative transfer (spectral formulation being not required).

Several studies have involved this relationship in order to determine the radiative properties of the medium [3,8,9], for example, for a litter of dead pine needles (*Pinus ponderosa* or *Pinus pinaster*). On the other hand, some studies tried to determine and validate the confidence domain of the expression (Eq. (1)) [10,11]. For example, in recent works, Vaz et al. [11] compared the values of this extinction coefficient with laboratory experiments for *Pine needles*. These studies showed that the observed discrepancies between the experimental and empirical values are in the range of 10% and 20%. On the basis of this experimental study, a new formula has been suggested for a given orientation of the needles.

In the frame of experimental studies, Chetehouna et al. [12] measured the extinction coefficient for *Q. coccifera*. They showed that the absorption coefficient is proportional to the load and that the proportionality coefficient depends upon the nature of the

* Corresponding author. Tel./fax: +33 383 684 686.
E-mail address: pascal.boulet@lemta.uhp-nancy.fr (P. Boulet).

0379-7112/$ - see front matter © 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.firesaf.2008.03.009

Fire Safety Journal 44 (2009) 88–95

Contents lists available at ScienceDirect

Fire Safety Journal

journal homepage: www.elsevier.com/locate/firesaf

Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires

B. Monod [a], A. Collin [b], G. Parent [a], P. Boulet [a,*]

[a] LEMTA, Nancy-Université, CNRS, Faculté des Sciences et Techniques, BP 239, 54506 Vandœuvre lès Nancy Cedex, France
[b] LEMTA, Nancy-Université, CNRS, 2 Avenue de la Forêt de Haye, BP 160, 54504 Vandœuvre lès Nancy Cedex, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 30 October 2007
Received in revised form
26 March 2008
Accepted 27 March 2008
Available online 19 May 2008

Keywords:
Reflection
Transmission
Absorption
Vegetation
Infrared

ABSTRACT

An experimental study has been carried out on the radiative properties of six vegetal species. Measurements have been performed in the infrared range on the directional-hemispherical transmissivity and reflectivity. The spectral absorptivity of the various species has been obtained after a pre-processing step, taking into account the porosity of the samples and therefore yielding the characteristics of the plant matter itself. A near constant absorption has been obtained between 2.8 and 10 μm (3500 and 1000 cm^{-1}, respectively), showing negligible discrepancies between the species. Some variations are observed in the near infrared range, however. Complementary measurements have been conducted after 40 days on dry species, indicating variations in the characteristics linked to a loss in water content. In parallel, numerical investigations have been also conducted applying a ray-tracing method on the basis of these measured characteristics in order to evaluate the radiative properties of a medium featuring a set of leaves. The absorption of an ensemble of individual vegetation particles has been sought, as a preliminary step before describing a realistic vegetation medium. Comparisons with a classical approximate formula for the extinction of an equivalent medium are discussed.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

In the frame of forest fire propagation, radiative transfer is known to play an important role [1–4]. Unfortunately, the radiative properties of the vegetation, which must have a key role in the propagation models, are poorly known. Spectral properties, in the infrared (IR) range in particular, are required. A usual formulation gives the extinction coefficient of the equivalent medium when solving the radiative transfer equation (RTE). This concept of equivalent medium involves an ensemble of vegetation elements considered as a whole, often assumed homogeneous, gray and non-scattering [4–6].

The corresponding extinction coefficient has to be computed prior to the RTE solution. On the basis of pioneer works [7], the corresponding formulation is

$$\sigma_e = n_l \frac{S_t}{4} \quad (1)$$

where σ_e is the extinction coefficient (m^{-1}), n_l is the density of leaves located in the medium (number of leaves/m^3) and S_t is the total area of the considered vegetation element (m^2). As can be seen, the computation of the extinction coefficient is based on the specific surface of the vegetation. It can also involve the emissivity of the plant matter as a multiplying coefficient too, which seems logical at first glance. The relation (Eq. (1)) provides several advantages:

- The coefficient does not depend on components of the vegetation medium: the same expression could be used for *Quercus coccifera* or *Arbutus unedo*, for example (two species studied here), in taking care to modify S_t.
- The coefficient does not depend on radiation wavelength: the calculation is simplified and avoids important computational costs when treating the radiative transfer (spectral formulation being not required).

Several studies have involved this relationship in order to determine the radiative properties of the medium [3,8,9], for example, for a litter of dead pine needles (*Pinus ponderosa* or *Pinus pinaster*). On the other hand, some studies tried to determine and validate the confidence domain of the expression (Eq. (1)) [10,11]. For example, in recent works, Vaz et al. [11] compared the values of this extinction coefficient with laboratory experiments for *Pine needles*. These studies showed that the observed discrepancies between the experimental and empirical values are in the range of 10% and 20%. On the basis of this experimental study, a new formula has been suggested for a given orientation of the needles.

In the frame of experimental studies, Chetehouna et al. [12] measured the extinction coefficient for *Q. coccifera*. They showed that the absorption coefficient is proportional to the load and that the proportionality coefficient depends upon the nature of the

* Corresponding author. Tel./fax: +33 383 684 686.
E-mail address: pascal.boulet@lemta.uhp-nancy.fr (P. Boulet).

0379-7112/$ - see front matter © 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.firesaf.2008.03.009

Nomenclature

l	mean free path between two scattering or absorption events (m)
L	domain length (m)
$\mathscr{L}_{\mathrm{Tot}}$	total path traveled by rays (m)
n_{l}	leaf density (number of leaves m^{-3})
N_{l}	number of leaves (number of leaves)
nb_{extinct}	total number of scattering or absorption events (m^{-3})
$p(\varphi,\theta)$	probability density of $P(\varphi,\theta)$ (sr^{-1})
$P(\varphi,\theta)$	probability for a leaf to be oriented according to φ and θ (–)
S	one-side area of a vegetation element (m^2)
$\mathscr{S}_{\mathrm{obs}}$	mean obstruction area of a leaf (m^2)
$\mathscr{S}_{\mathrm{tot\ obs}}$	total obstruction area covered with the leaves (m^2)
S_{t}	total area of a vegetation element (m^2)
$\mathscr{S}_{\mathrm{tot}}$	total surface illuminated by the incident beam (m^2)

Greek symbols

α	Absorptivity (–)
ρ	Reflectivity (–)
σ_{e}	Extinction coefficient (m^{-1})
τ	transmissivity (–)
θ	azimuthal angle measured form the x-axis (rad)
φ	polar angle measured form the z-axis (rad)

List of abbreviations

FTIR	fourier transform infrared
RTE	radiative transfer equation

vegetation. However, the drawback is the required knowledge of all vegetation properties, like the mass density and the surface area to volume ratio.

Other works investigated the effects of the extinction coefficient on fire behavior. For example, Pimont et al. [13] showed that the introduction of weak heterogeneities in the vegetation induces important modifications in the fire behavior. This study again demonstrates that the extinction coefficient is a major required parameter in fire science.

The present study was conducted considering that the formulation for the extinction coefficient could benefit from a comparison with an experimental investigation based on spectral measurements aimed at its validation, searching for a validation domain and for some controlling parameters. For the application of fire spread, the wavelength range which is relevant is in the infrared. For the vegetation, incident radiation comes from flames. Assuming flame temperatures between 700 and 1000 °C leads to a need for radiative properties from 1.5 to 15 μm (restricted to 10 μm in the present study owing to the experimental device used). Studies are available for the radiative properties of the vegetation in the visible range. In particular the reader is referred to the contributions conducted within LOPEX93 (for leaf optical properties experiment) [14] and to the PROSPECT model aimed at the determination of leaf properties in the context of remote sensing applications [15]. The basis was the measurement of hemispherical reflectivity and transmissivity of fresh and dry species. Such a method can be extended to the infrared range, using a Fourier transform infrared (FTIR) spectrometer, an integrating sphere and a specific detector. Some attempts have been reported in the literature in the infrared range (see, for example, [16,17]) but very few data are available, in particular beyond the near infrared range.

Therefore, the first part of our study was to perform measurements on six available species typical of the vegetation of the south of France: *Q. coccifera*, *A. unedo*, *Genista*, *Juniperus oxycedrus*, *Romarinus officinalis* and *Pinus halepensis*. The experimental characterization has been conducted on fresh species and repeated after 40 days in order to investigate the role of water loss on the radiation absorption in the infrared. Note that this may have two applications: (i) evaluating whether or not caution has to be taken for the exact conditions in which the species are chosen (role of season or meteorological conditions) and (ii) observing if important variations occur in the radiative properties of the vegetation during the drying step before the pyrolysis step itself in case of a fire spread (may be important enough to be taken into account in modeling tools?).

Beside this problem of the characterization of the plant matter, the above question of the determination of the radiative property of the equivalent vegetation medium has been investigated. In the past, a method based on ray tracing has been successfully applied in order to determine the radiative properties of heterogeneous media or of an ensemble of particles (see Coquard and Baillis [18,19], for example). This method has been used here, considering an equivalent vegetation medium built with individual leaves with known properties taken from our measurements. Transmitted, reflected and absorbed rays are registered. Then, an equivalent extinction coefficient may be identified and the influence of various numerical parameters can be investigated.

In the following sections, the first section is devoted to the experimental part of the work, with the description of the experimental setup and the results directly extracted from the measurements. Then the absorption is deduced from a post-processing step taking into account the porosity of the samples. Comparisons are conducted on fresh and dry species. Finally, a numerical investigation is presented for the concept of the equivalent medium property.

2. Experimental characterization

2.1. Experimental setup

Directional-hemispherical transmissivity and reflectivity measurements have been carried out in the infrared range. The experimental setup combines an FTIR spectrometer, an integrating sphere and an MCT detector on a classical device for this type of measurements: the sphere is located just after the spectrometer output, the position of the sample (at the inlet or outlet of the sphere) leads to a configuration of transmissivity or reflectivity measurement, and the detector is connected to the sphere and collects a fraction of radiative flux representative of the total radiation inside the sphere. The FTIR spectrometer is an IFS66v/s apparatus by Bruker. This spectrometer is built around a Michelson interferometer with a beamsplitter made of germanium on KBr and a globar as the source. In this configuration the spectral range is 500–7500 cm^{-1}. The movable mirror is translated up to a speed that leads to an interferometric signal at a frequency equal to 100 kHz, with the radiation of an He–Ne laser that controls the movement of the mirror. The detector has a sufficient bandwidth (2 MHz) to follow the obtained signal. This leads to a minimal acquisition time for an interferogram, so that a large

number of acquisitions (scans) can be performed in order to decrease noise by averaging scans (typically 5000 scans have been performed for the results presented here). The beam exiting from the spectrometer is focused on the sample and collected by the integrating sphere after transmission or reflection by the sample. The sphere is specifically tailored to the infrared range with a gold internal coating warrantying a reflectivity factor equal to 0.9865 (coating referred as infragold). The detector is of MCT type, liquid nitrogen cooled, by Kolmar technologies, working in a photovoltaic mode ensuring a good linearity. Its maximal spectral bandwidth is 850–12 000 cm^{-1}. Given the spectral bandwidth of the beamsplitter and of the detector, results presented here will be in the 1000–6500 cm^{-1} domain, as the signal outside this range is quite small.

Samples were prepared two days after gathering. Leaves (*Q. coccifera*, *A. unedo*) are simply fastened in a support. Other species with a smaller leaf surface or with needles (*Genista*, *J. oxycedrus*, *R. officinalis* and *Pinus halepensis*) need a specific preparation. Needles or pieces are carefully placed side by side as to provide a sample with a surface larger than the one intersected by the beam. Despite the care brought to this preparation the sample seen by the beam is not a continuous medium and rather behaves like a porous surface, which leads to an overestimate of transmissivity (where radiation crosses a void fraction of the observed surface) and underestimate of reflectivity (since the same void area does not contribute to the reflection as a continuous surface would) as compared with what the plant matter would provide in reality. This can be easily corrected considering a wavelength where the sample should be opaque, for example, between 1000 and 2000 cm^{-1}, a range determined thanks to the measurements performed on *Q. coccifera* and *A. unedo* for which the samples have been studied without prior conditioning so that no deviation is introduced by the porous nature of the sample. The false transmissivity observed on the other species in this range is characteristic of the porosity of the constructed sample. A threshold correction is performed to decrease the transmissivity to the actual level of the matter of interest (subtracting the so-called false transmissivity), whereas the reflected signal is increased dividing the measured signal by this porosity value.

Data are then post-processed with a classical technique taking into account a reference signal (collected in transmission configuration with the sphere without sample) and a zero level signal (sphere used in reflection configuration in the absence of the sample as to detect a possible reflection signal which is not due to the sample itself).

2.2. Experimental results

Data obtained after the above-mentioned treatment are presented in Fig. 1(a) and (b) for transmission and reflection, respectively. Results are presented with the original spectral resolution (2 cm^{-1}), giving an illustration of the maximum noise observed on the spectra and the related uncertainty: ±1%. The curves only really differ in the range around 4000–6000 cm^{-1}. Each curve is referred to its corresponding species in this range where the discrimination can be easily made, except for *J. oxycedrus* and *P. halepensis* for which the results are superimposed. A classification ranging from the species with the highest transmissivity or reflectivity to the smallest one can be simply defined around 6000 cm^{-1}. The same order holds in the whole studied range. Outside this near infrared range, and especially below 4000 cm^{-1}, the discrepancies between the curves are too small to allow a correct distinction between the species.

The non-gray behavior of the species is obvious since important variations may be observed. Transmissivity and reflectivity exhibit similar spectral characteristics. They are very weak below 3500 cm^{-1}. Then, some variations appear in the rest of the spectrum. Transmissivity reaches a maximum value around 0.3, whereas levels up to 0.35 are obtained in reflection, both in the near infrared range. This observation of spectral dependency of the radiative properties is important considering the fact that the assumption of gray medium is usual in the literature. It appears that this assumption only really holds for wave numbers below 3500 cm^{-1} (or wavelengths larger than 2.8 μm). Actually, in the case of radiation emitted by flames during fire spread, the maximum of emission could be around this threshold value and a relevant emission probably occurs below this value, where the vegetation behaves like a non-gray medium.

One other observation is that the curves exhibit similar variations whatever the considered species. Of course the discrepancies in the optical thicknesses (directly affected by the thickness of the sample itself) yield some differences in the measured levels, but the spectral variations are the same. This leads to the idea that the plant matter has a monotonic behavior whatever the species of interest, with spectral specificities influenced by the components of the leaf itself (for example, water content, cellulose or lignin).

2.3. Absorption of the vegetation

The absorptivity is provided applying a straightforward energy balance, simply subtracting above-commented reflectivity and transmissivity from unity. The result is plotted in Fig. 2(a). As a

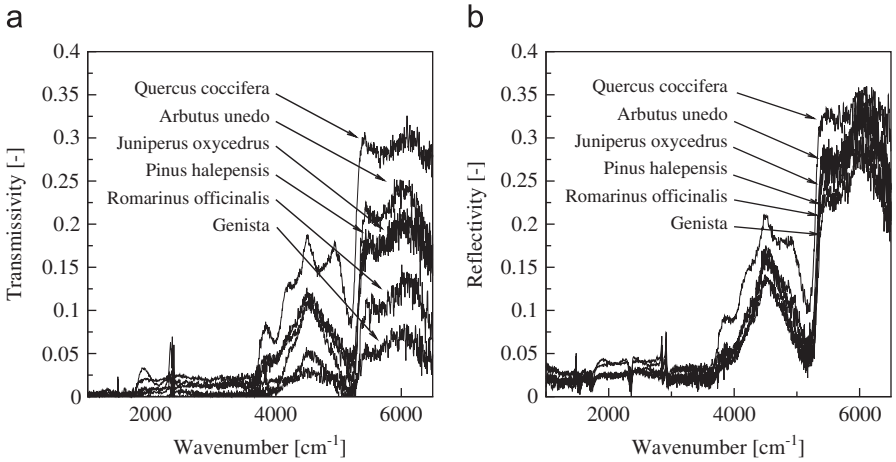


Fig. 1. Transmissivity and reflectivity measurements: (a) directional-hemispherical transmissivity for six species and (b) directional-hemispherical reflectivity for six species.

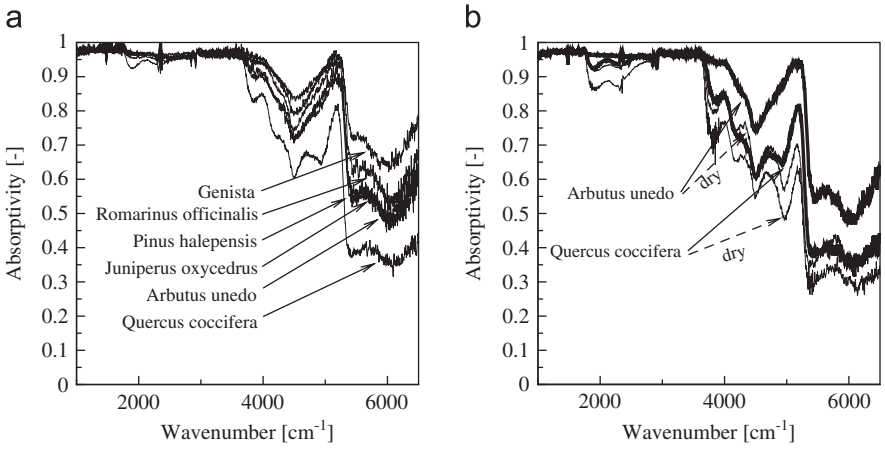


Fig. 2. Absorptivity measurements: (a) absorptivity for six species and (b) absorptivity of *Quercus coccifera* and *Arbutus unedo*. Measurements carried out 2 days (bold) and 40 days after sampling ("dry"-light curves).

consequence of the observations of the last paragraph, the behavior of the various species is quite the same, with only *Q. coccifera* and *Genista* really exhibiting obvious discrepancies in the absorptivity level. Another particularity can be observed on *Q. coccifera* in the range around 2000 cm^{-1}. This has to be related to the water content of the studied leaves as will be confirmed hereafter. The lower water content for *Q. coccifera* probably also explains why its absorptivity is lower than the one of the other species. The plant matter is seen to present a monotonic behavior which is not very different from the one of a blackbody below 3500 cm^{-1} (absorptivity equal to 0.97 instead of 1). The often used assumption of emissivity equal to 1 for the vegetation is consequently close to the experimental observation, at least in the middle infrared. This is no more true in the near infrared range of course, since the absorptivity is decreasing down to 0.35 in the case of *Q. coccifera*.

To make our experimental characterization complete, the influence of the water content has been investigated by comparing absorptivities obtained on fresh and dry samples (same samples 2 and 40 days after gathering). Results are presented for *Q. coccifera* and *A. unedo* in Fig. 2(b). The discrepancy is clear, the loss in water content results in a weaker absorption. One may conclude that during the drying process of the vegetation, when irradiation occurs due to the flame spread, a fine description of radiation propagation could take this change into account. The influence of water is especially observed in the near infrared range and a little around 2000 cm^{-1}. This singularity in the absorption behavior already noticed for *Q. coccifera* is observed again. This confirms that this species was probably drier than the others at the early stages of the experimental tests.

3. Prediction of an equivalent radiative property for a set of leaves

3.1. Mathematical analysis of the extinction coefficient

To the author's knowledge, relation (1) is often used as an empirical formula, sometimes in a modified form, but no mathematical analysis is found in the literature, related to its significance. Starting with a randomly generated vegetation medium and applying an averaging process this relation can be obtained, as demonstrated in the following.

The extinction coefficient σ_e can be estimated thanks to Beer's law with the transmissivity definition:

$$\tau = \exp(-\sigma_e L) \tag{2}$$

where σ_e and L are, respectively, the extinction coefficient (m^{-1}) and the domain length (m). In the case where the medium is supposed to be purely absorbing (absorption is due to the leaves, the gas phase is supposed to be transparent to radiation), this transmissivity is equal to 1 minus the ratio between the total obstruction area covered with the leaves ($\mathscr{S}_{\text{tot obs}}$) and the total surface illuminated by the incident beam ($\mathscr{S}_{\text{tot}}$):

$$\tau = 1 - \frac{\mathscr{S}_{\text{tot obs}}}{\mathscr{S}_{\text{tot}}} \tag{3}$$

The ratio $\mathscr{S}_{\text{tot obs}}/\mathscr{S}_{\text{tot}}$ can be obtained numerically as a function of the total leaf area introduced in the medium. Definite small surfaces featuring leaves are randomly generated on a 2D domain (sufficient in order to simulate the obstruction area on a projection plane perpendicular to a given ray). As the number of leaves rises, the obstruction area increases, but some overlapping occurs due to the random generation and the total obstruction area does not increase linearly with the number of leaves. The number of leaves required for a total obstruction is widely larger than simply the domain area divided by the projected leaf area. This is illustrated in Fig. 3 where the numerical simulation of the ratio $\mathscr{S}_{\text{tot obs}}/\mathscr{S}_{\text{tot}}$ is presented as a function of $N_l\mathscr{S}_{\text{obs}}/\mathscr{S}_{\text{tot}}$ (N_l is the number of leaves and $\mathscr{S}_{\text{obs}}$ corresponds to the mean projected area of one leaf). The increase shifts from linearity and rather follows an exponential variation (see the dashed curve referred as "correlation") well fitted by

$$\frac{\mathscr{S}_{\text{tot obs}}}{\mathscr{S}_{\text{tot}}} = 1 - \exp\left(-\frac{N_l\mathscr{S}_{\text{obs}}}{\mathscr{S}_{\text{tot}}}\right) \tag{4}$$

Introducing Eqs. (3) and (4) in Beer's law (Eq. (2)), the extinction coefficient can be now expressed as

$$\sigma_e = \frac{N_l}{\mathscr{S}_{\text{tot}} L}\mathscr{S}_{\text{obs}} = n_l\mathscr{S}_{\text{obs}} \tag{5}$$

where n_l is the density number of the leaves located in the medium. The mean projected area of one leaf $\mathscr{S}_{\text{obs}}$ has to be estimated taking into account the random or specific orientation of one leaf. Assuming that the leaves are plane, the surface of one side is S and the total area taking into account both sides is S_t ($= 2S$ in neglecting the leaf thickness, around 200 μm for *Q. coccifera* and 400 μm for *A. unedo*). Suppose that both position and orientation of leaves are randomly set. Orientation may be given by a normal vector **n**, which is identified by spherical coordinates φ and θ, the polar and azimuthal angles, respectively. θ is defined between $[0, 2\pi]$ and φ between $[0, \pi]$. These angles are represented in Fig. 4. $P(\varphi, \theta)$ is the probability for a leaf to be oriented

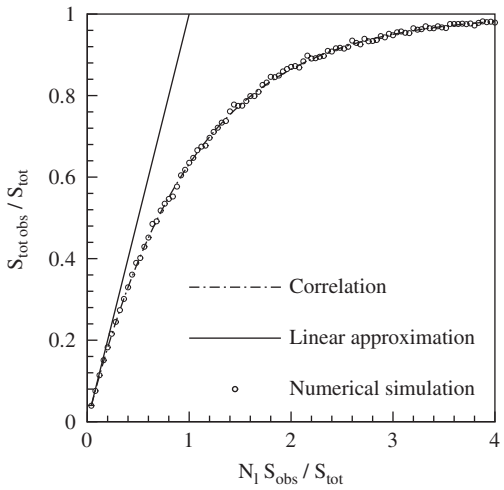


Fig. 3. Total obstruction area as a function of the area covered by the leaves.

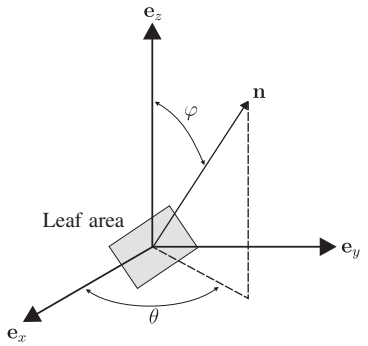


Fig. 4. Schematic representation of an oriented leaf.

according to φ and θ. In the case of a random orientation, the elementary probability to select φ and θ is given by

$$\mathrm{d}^2P(\varphi,\theta)=\frac{\mathrm{d}S_{\text{one small element}}}{S_{\text{total sphere area}}}=\frac{R^2\sin\varphi\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi}{4\pi R^2} \tag{6}$$

and the probability density $\mathrm{p}(\varphi,\theta)$ can be estimated as

$$p(\varphi,\theta)=\frac{\mathrm{d}^2P}{\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi}(\varphi,\theta)=\frac{1}{4\pi}\sin\varphi \tag{7}$$

For a given orientation, the obstruction area of one leaf is determined by the projection of this surface according to the direction of interest. For this calculation, the e_x axis (referenced on Fig. 4) is chosen as the reference direction. According to the leaf orientation (φ,θ), the projection on this direction can be expressed as

$$\mathscr{S}_{\text{obs}}=S|\cos\theta|\,|\sin\varphi| \tag{8}$$

The mean projected area of one leaf $\mathscr{S}_{\text{obs}}$ is estimated in taking into account all possible orientations

$$\begin{aligned}\mathscr{S}_{\text{obs}}&=\frac{S}{4\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=2\pi}\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi}|\cos\theta||\sin\varphi|\sin\varphi\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}\theta\\&=2\frac{S}{\pi}\int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2}\cos\theta\,\mathrm{d}\theta\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2}\sin^2\varphi\,\mathrm{d}\varphi=\frac{S}{2}\end{aligned} \tag{9}$$

This result demonstrates that the average projection of a random leaf is the half of the initial surface. Then, the relation of the extinction coefficient (Eq. (5)) can be expressed as

$$\sigma_{\mathrm{e}}=n_{\mathrm{l}}\mathscr{S}_{\text{obs}}=n_{\mathrm{l}}\frac{S}{2}=n_{\mathrm{l}}\frac{S_{\mathrm{t}}}{4} \tag{10}$$

The empirical relationship of Eq. (1) is then obtained. The extinction coefficient σ_{e}, for an opaque and turbid medium, linearly depends on the leaf density n_{l} and the total leaf area S_{t}. The absorptivity of leaves should also affect the result in the case of a participating leaf: absorbing, reflecting and transmitting radiation. This is studied in the following.

3.2. Numerical investigation

Instead of simply using the above relationship, a numerical study of the properties of a given vegetation medium has been performed, introducing the input data given by our measurements of the vegetation properties. Then, comparisons can be carried out between numerical results and the usual relationship (Eq. (1)). The numerical work developed in this study may be divided into two parts:

- the numerical building of the vegetation medium;
- the radiative transfer simulation itself based on a 3D ray-tracing method.

Similar 3D ray-tracing methods have been used in the recent works by Coquard and Baillis [18–20] and Petrasch et al. [21]. The medium between the leaves is supposed to be transparent, whereas the leaves are participating in the radiative transfer. The direction of the incident rays is perpendicular to the incoming surface. A ray is followed from its entry inside the medium until the ray hits a vegetation element. Once the ray is intercepted by one leaf, three events can occur: transmission, reflection or absorption. The choice of this event depends on a random number, R, which is of course related to the experimental results presented above:

- if $R<\tau$, the ray is transmitted through the leaf and the tracking goes on;
- if $\tau<R<\tau+\alpha$, the ray is absorbed by the leaf and the procedure restarts with a new ray;
- else, the ray is scattered in a new direction considering a diffuse or specular reflection.

α and τ are the absorptivity and the transmissivity, respectively, which have been determined experimentally. The results obtained for each simulated case are composed of the following data:

- nb_{shoot} is the total number of tracked rays;
- nb_{out} is the number of rays leaving the medium without being scattered or absorbed inside the medium;
- nb_{extinct} is the total number of events that take place inside the leaf set: reflection or absorption ($=nb_{\text{ref}}+nb_{\text{abs}}$);
- $\mathscr{L}_{\text{Tot}}$ is the total distance traveled by the nb_{shoot} rays.

With this ray-tracing method and a great number of followed rays, the equivalent extinction coefficient σ_{e} can be estimated for a given medium. A formulation based on the mean free path l defined as the distance for one ray between two scattering or absorption events is used:

$$l=\frac{1}{\sigma_{\mathrm{e}}}=\frac{\mathscr{L}_{\text{Tot}}}{nb_{\text{extinct}}} \tag{11}$$

All simulated media are composed of a collection of numerical leaves, where the position and orientation of leaves are randomly defined. No care is taken to the position of one leaf with respect to its neighbors, so that intersection between numerical leaves could occur, which has no physical sense. This can produce some inaccuracies in the case of really strong leaf density, but this

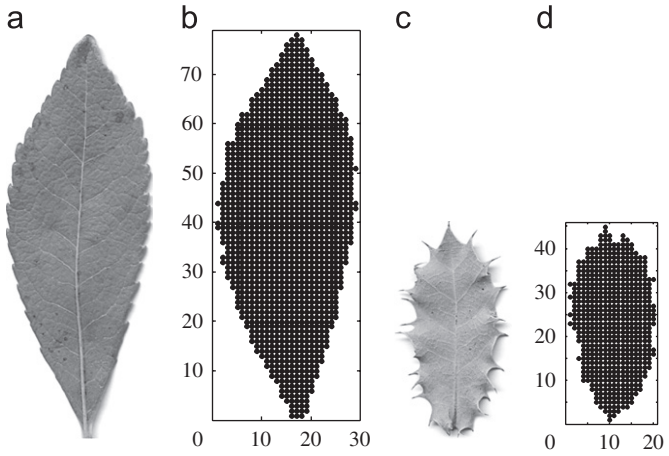


Fig. 5. Real leaves (*Arbutus unedo* and *Quercus coccifera*) and their numerical representations (scales given in mm): (a) *Arbutus unedo* leaf; (b) numerical leaf; (c) *Quercus coccifera* leaf; and (d) numerical leaf.

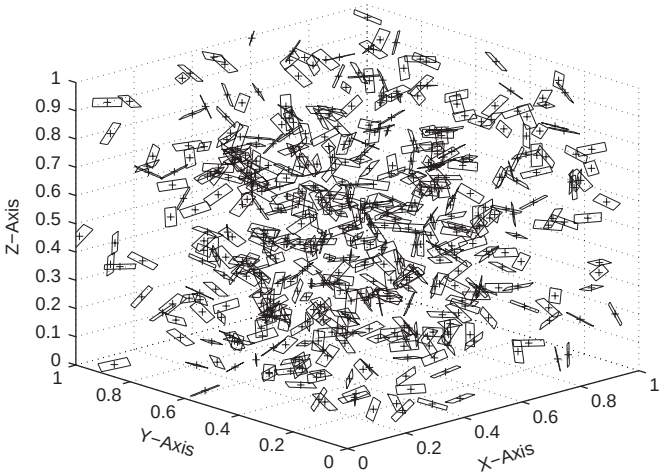


Fig. 6. Numerical vegetation medium with leaves randomly oriented and located.

occurs beyond the values of leaf densities of interest here, as will be seen in the subsection 3.3 below. For a given size, the leaf set is composed of N_l leaves. The leaf orientation is identified by a vector, which is perpendicular to the leaf surface. Each leaf is represented by a quadrangle in neglecting the width. On this quadrangle, the leaf profile is drawn in order to take into account the geometrical specificity of a species: see, for example, the sample in Fig. 5 for *A. unedo*. In this example, the porosity is estimated to 37.5% and the total area of a leaf is about 28.4 cm^2. Similar tests have been performed on *Q. coccifera* (Fig. 5(b)).

Once the medium has been randomly built (see Fig. 6), the ray tracing can begin according to the following algorithm:

1. The starting coordinates of the ray are randomly chosen on the incoming area and the nb_{out} variable is incremented.
2. All the leaf locations are swapped in order to know if the ray hits a basic vegetation element (a quadrangle).
   - If the ray is not intercepted by a leaf, the ray goes out of the medium: the nb_{out} variable is incremented, the covered distance by the ray is added to $\mathscr{L}_{tot}$ and a new tracking may be started (step 1).
   - If the ray is intercepted, the algorithm goes to step 3.
3. The impact location on the quadrangle is searched and the covered distance by the ray is added to $\mathscr{L}_{tot}$.
   - If this location is out of the true leaf geometry, the ray goes on (step 2).
   - If this location is on the leaf, a random event is generated in order to decide if the ray is absorbed (nb_{abs} incremented, go to step 1), transmitted (go to step 2) or reflected (nb_{ref} incremented), go to step 4.
4. A new propagation direction is selected according to a diffuse or specular reflection and computation goes back to step 2.

For a given density number of leaves and selected vegetation species, the mean extinction coefficient is computed according to the tracking of 200 000 rays. The computation is repeated 20 times on equivalent turbid media generated with the same input conditions (same vegetation type, same leaf density) in a 1 m × 6 m × 6 m domain. A preliminary study has indicated that this computational process is sufficient to ensure the statistical convergence of the mean extinction coefficient.

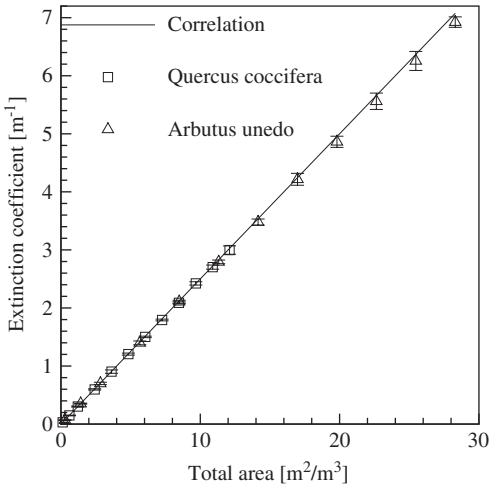


Fig. 7. Comparison between relationship and numerical results for two species: *Quercus coccifera and Arbutus unedo* (black leaf hypothesis).

3.3. Assumption of a medium with leaves behaving as black surfaces

In this first test, the medium is supposed to be made with perfectly absorbing leaves. This configuration allows to compare the numerical predictions with the values obtained by the usual relationship Eq. (1). For the present numerical simulations, the geometrical shapes of two species have been introduced: *A. unedo* and *Q. coccifera* (cf. Fig. 5). Several configurations have been considered in varying the leaf density n_l from 1000 to 10 000 leaves/m^3.

Fig. 7 represents the mean extinction coefficient according to the total leaf area. For each configuration, the confidence intervals regarding statistical uncertainty are given and show that the numerical process ensures the result convergence. Both the results for *A. unedo* and *Q. coccifera* are in good agreement with those given by relationship (1). According to the experimental works by Butler [10] and Vaz et al. [11], the usual relationship estimates the mean radiation extinction coefficient with a relative error smaller than 10%, for a volume fraction considered between 0.01 and 0.02. The results presented here show that tiny discrepancies (less than 2%) are obtained when the leaf density is below 30 m^2/m^3. Beyond this value, the extinction coefficient starts to be numerically underestimated when compared with the

relationship. The explanation comes from an observation stated above: with such a high leaf density non-physical layout of leaves can occur, with non-physical intersections of leaves, leading to an underestimate of the actual obstruction area regarding incident radiation. We have kept the present results as to show the limitation of the numerical simulation in the present form, but we note that small values of leaf densities are currently of interest in reality (for example, $0.54\,m^2/m^3$ observed on available data for chestnut oak).

3.4. Medium made of leaves with realistic radiative properties

A complementary comparison is now performed for *Q. coccifera* between relationship (1) and a numerical test involving the measured properties of leaves as presented in the previous section. Indeed, considering the complex non-gray behavior which has been observed, two typical wavelengths have been chosen. Wavelength 1 corresponds to 6.6 μm (leaves are close to black surfaces, $\alpha = 0.97$, $\rho = 0.03$ and $\tau = 0$) and wavelength 2 to 1.6 μm (leaves are absorbing, reflecting and transmitting radiation, $\alpha = 0.35$, $\rho = 0.33$ and $\tau = 0.32$). Fig. 8 presents the numerical extinction coefficient as a function of the value given by relation (1) (or what would be obtained numerically for the same leaf density, assuming that leaves are black surfaces). As can be seen, there is no problem with wavelength 1: triangles are quite superimposed on the line corresponding to relationship (1) and no correction is required. On the contrary, the discrepancy becomes obvious when α significantly shifts from 1 (squares deviate from the continuous line). However, a simple correction of relation (1), multiplying by the actual factor $(\alpha + \rho)$ (or $1 - \tau$) yields a very good estimate of the extinction coefficient (see dashed line for the corrected relationship). In a nutshell, the radiative extinction coefficient linearly depends on the complementary part of the transmissivity. The question could be: what are the correct values for α, ρ and τ? The present paper provides information on these properties, on their spectral variations, and finally on their mean values in the following subsection.

3.5. Total extinction coefficient evaluation

The spectral treatment of radiative transfer is often avoided for the sake of simplicity and in order to reduce the computational cost. In this frame, an average value for α can be computed

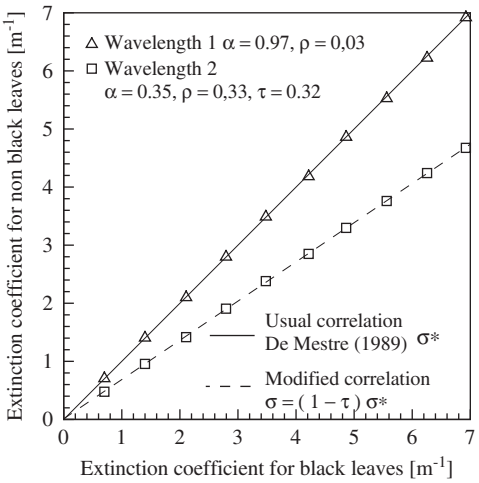


Fig. 8. Extinction coefficients computed for real leaf radiative properties as a function of a reference value obtained with the black leaf assumption. Comparison with De Mestre relationship and a modified relationship.

Table 1
Average properties for different species and correction that could be used as a multiplication factor in relation (1)

	$\bar{\alpha}$	$\bar{\rho}$	$\bar{\tau}$	Correction factor $C = 1 - \tau$
Arbutus unedo				
Ref. temp. 1000 °C	0.90	0.07	0.03	0.97
Genista				
Ref. temp. 1000 °C	0.93	0.05	0.02	0.98
Quercus coccifera				
Ref. temp. 400 °C	0.95	0.03	0.02	0.98
Ref. temp. 700 °C	0.90	0.07	0.03	0.97
Ref. temp. 1000 °C	0.84	0.10	0.06	0.94

Leaves assumed under incident radiation with the spectral distribution of a blackbody at the temperature indicated by "Ref. temp."

involving an integration over the spectral range of interest and taking into account a given incident radiation. Considering the radiation emitted by a blackbody at 1000 °C (of course this is far from the true emission of a flame, but this is a usual approximation of its spectral variation) the average absorptivity of *A. unedo* has been found equal to 0.90. For *Q. coccifera* (fresh species) and *Genista* in the same configuration, absorptivities of 0.84 and 0.93 have been found, respectively. These values are relatively high since the wavelength range of interest for the integration gives a large weight to the domain where the absorptivity is the highest. They are in agreement with the observation of Fig. 2 where *Q. coccifera* was found to be less absorbing than the other species, for example. Dry species of *Q. coccifera* and *A. unedo* as described in Fig. 2(b) exhibit absorptivity equal to 0.80 and 0.83. This decrease in the absorptivity is a consequence of a water loss resulting in a weaker spectral absorptivity as commented above. As a consequence, the absorptivity of the vegetation probably decreases during the first stage of irradiation by flames, but in a weak manner. Finally, the choice of the spectral variation of the incident radiation could also play a role in the average absorptivity computation. For fresh *Q. coccifera*, considering emission by a blackbody at temperature 400, 700, 1000 °C, absorptivities equal to 0.95, 0.90 and 0.84 are found, respectively. As the temperature rises, the respective weight increases for the spectral range where the absorptivity is lower, thus explaining the evolution of the absorptivity (still approximately remaining in the same range around 0.90, however). All these values are summarized in Table 1 where average coefficients (absorptivity, reflectivity and transmissivity) are presented for the above-mentioned cases. On the whole, this provides an estimate of the correction that should be brought to relationship (1) when predicting the total extinction of the medium: mean absorptivity α is in the range 0.84–0.95, and reflectivity ρ is in the range 0.03–0.10. Consequently, relationship (1) should be multiplied by a factor between 0.94 and 0.98 (for the species investigated here, and submitted to the radiation emitted by a blackbody at high temperature).

4. Conclusion

The extinction coefficient of a vegetation medium has been studied. The transmissivity and reflectivity of six species typical of the south of France have been measured in the infrared range. The corresponding absorptivity has been obtained. The absorptivity is only close to 1 for wavelength larger than 2.8 μm, whereas complex variations are observed below this value. Total absorptivity between 0.84 for *Q. coccifera* and 0.93 for *Genista* has been obtained. Spectral variations of the various species have been observed to be similar. The water content of the vegetation

influences the absorptivity as has been confirmed through measurements carried out on fresh and dry species. Dry species of *Q. coccifera* have produced lower absorptivities (0.80).

A numerical study has been carried out on the validity of the often used relationship by De Mestre when predicting the extinction coefficient of a vegetation medium. A mathematical justification has been found for this relationship. Comparisons have been also carried out with a numerical identification of the corresponding coefficient using a ray tracing method. In the case of a medium made with purely absorbing leaves, the relationship gives very good results. When introducing realistic radiative properties for the leaves, the relationship is less robust but can be easily corrected by multiplying with a correct value of the sum of absorptivity and reflectivity of the leaves. A fine spectral evaluation would involve a complex correction but the multiplication factor for the total extinction can be calculated: the present paper indicates that factors in the range 0.94–0.98 should be used, depending on the species.

This study involves a numerical model applied on a simplified virtual medium, where the leaves are randomly located and oriented. This numerical tool should be now extended to more realistic media in which various possible leaf orientation and combination of species will be considered. The experimental part of the study will be also extended to other species and to a finer investigation of the influence of the water content.

Acknowledgements

The authors are grateful to Prof. J.P. Clerc and Prof. B. Porterie of IUSTI (Marseille, France) for the sharing of their experience and for the leaf supply.

This research is supported by the French National Research Agency (ANR)—"PIF" project (Protection contre les Incendies de Forêts) through contract 0264-01.

References

[1] P.J. Pagni, T.G. Peterson, Flame spread through porous fuels, in: Proceedings of 14th International Symposium on Combustion, 1973, pp. 1099–1107.
[2] P.J. Pagni, Plame spread over thin solid fuels, J. Heat Transfer 97 (1975) 153–155.
[3] N.J. De Mestre, E.A. Catchpole, D.H. Anderson, R.C. Rothermel, Uniform propagation of a planar fire front without wind, Combust. Sci. Technol. 65 (4–6) (1989) 231–244.
[4] F. Morandini, P.A. Santoni, J.H. Balbi, The contribution of radiant heat transfer to laboratory-scale fire spread under the influences of wind and slope, Fire Saf. J. 36 (6) (2001) 519–543.
[5] B. Porterie, D. Morvan, J.C. Loraud, M. Larini, Firespread through fuel beds: modeling of wind-aided fires and induced hydrodynamics, Phys. Fluids 12 (7) (2000) 1762–1782.
[6] B. Porterie, S. Nicolas, J.L. Consalvi, J.C. Loraud, F. Giroud, C. Picard, Modeling thermal impact of wildland fires on structures in the urban interface. Part 1: radiative and convective components of flames representative of vegetation fires, Numer. Heat Transfer Part A 47 (5) (2005) 471–489.
[7] Committee on Fire Research. U.S. National Academy Sciences, Technical Report, National Research Council Publications, vol. 949, 1961.
[8] B. Porterie, D. Moryan, J.C. Loraud, M. Larini, A multiphase model for predicting line fire propagation, in: Third International Conference on Forest Fire Research—14th Conference on Fire and Forest Meteorology, vol. 1, The British Library, 16/20 November 1998, pp. 343-360.
[9] M. Larini, F. Giroud, B. Porterie, J.C. Loraud, A multiphase formulation for fire propagation in heterogeneous combustible media, Int. J. Heat Mass Transfer 41 (6–7) (1998) 881–897.
[10] B.W. Butler, Experimental measurements of radiant heat fluxes from simulated wildfire flames, in: Proceedings of 12th Conference on Fire and Forest Meteorology, 1993, pp. 104–111.
[11] G.C. Vaz, J.C.S. André, D.X. Viegas, Estimation of the radiation extinction coefficient of natural fuel beds, Int. J. Wildland Fire 13 (1) (2004) 65–71.
[12] K. Chetehouna, O. Séro-Guillaume, A. Degiovanni, Measurement of radiative absorption coefficient for a vegetal medium, Meas. Sci. Technol. 15 (6) (2004) N43–N46.
[13] F. Pimont, J.L. Dupuy, G. Scarella, Y. Caraglio, D. Morvan, Effects of small scale heterogeneity of vegetation on radiative transfer in forest fire, in: Proceedings of the Vth International Conference on Forest Fire Research, 2006.
[14] B. Hosgood, S. Jacquemoud, G. Andreoli, J. Verdebout, G. Pedrini, G. Schmuck, Leaf optical properties experiment 93 (LOPEX93). Report EUR-16095-EN, European Commission, Joint Research Centre, Institute for Remote Sensing Applications, Ispra, Italy, 1995.
[15] S. Jacquemoud, S.L. Ustin, J. Verdebout, G. Schmuck, G. Andreoli, B. Hosgood, Estimating leaf biochemistry using the PROSPECT leaf optical properties model, Rem. Sens. Environ. 56 (3) (1996) 194–202.
[16] M. Maki, M. Ishiahra, M. Tamura, Estimation of leaf water status to monitor the risk of forest fires by using remotely sensed data, Remote Sensing Environ. 90 (4) (2004) 441–450.
[17] M.N. Merzlyak, T.B. Melo, K.R. Naqvi, Estimation of leaf transmittance in the near infrared region through reflectance measurements, J. Photochem. Photobiol. B Biol. 74 (2–3) (2004) 145–150.
[18] R. Coquard, D. Baillis, Radiative characteristics of opaque spherical particles beds: a new method of prediction, J. Thermophys. Heat Transfer 18 (2) (2004) 178–186.
[19] R. Coquard, D. Baillis, Radiative characteristics of beds of spheres containing an absorbing and scattering medium, J. Thermophys. Heat Transfer 19 (2) (2005) 186–226.
[20] R. Coquard, D. Baillis, Radiative characteristics of beds made of large spheres containing an absorbing and scattering medium, Int. J. Therm Sciences 44 (10) (2005) 926–932.
[21] J. Petrasch, P. Wyss, A. Steinfeld, Tomography-based Monte Carlo determination of radiative properties of reticulate porous ceramics, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 105 (2) (2007) 180–197.

6.5 Étude de la propagation des feux de végétation

Une fois que les conditions d'apparition d'une flamme sont réunies dans le voisinage d'un combustible vierge, un incendie peut se développer et débuter sa propagation. De manière générale, la propagation d'un front de flammes peut être analysée via un modèle de combustion associant un grand nombre d'équations portant sur des bilans de matière, d'enthalpie, de rayonnement, ... à l'échelle macroscopique. Dans le cadre de l'étude des feux de végétation, ces modèles physiques sont en général non applicables car la taille des domaines étudiés et représentés est très important et le nombre d'équations à considérer est très grand. Le changement d'échelle est alors une alternative intéressante pour étudier les feux de végétation. Cependant, la dynamique de ces incendies à l'échelle supérieure, l'échelle gigascopique, nécessite de développer de nouveaux modèles physiques / mathématiques ou empiriques qui ne reposent pas nécessairement sur des équations bilans complètes.

Il existe donc plusieurs classes de modèles différents pour modéliser les feux de végétation qui se différencient par les objectifs qui sont visés : certains modèles dits académiques n'ont pour vocation que de comprendre les phénomènes physiques impliqués dans ces incendies et d'autres approches se voulant opérationnelles ont pour objectifs d'aider les sapeurs-pompiers dans leurs choix tactiques pour lutter contre un incendie.

La littérature fait état de plusieurs articles [55] [56] [57] de synthèse sur les modèles de propagation de feux de végétation. Ces travaux proposent en général de classer ces approches selon quatre familles de modèles :

- Les modèles physiques ou quasi-physiques. Ces approches repartent généralement des équations bilans classiques (masse, enthalpie, ...) mais considèrent bien souvent le milieu végétal et le milieu gazeux comme un seul et unique milieu homogène équivalent. Cette hypothèse permet de simplifier grandement le problème physique qui est associé à l'étude des feux de végétation, mais nécessite d'employer des sous-modèles pour la combustion, pour les échanges de chaleur ... pour représenter correctement les interactions au sein du milieu homogène. L'utilisation de ces sous-modèles demande en général de les paramétrer ou de les calibrer. Cela peut être fait à partir d'expériences réelles d'incendie ou à partir de calculs numériques effectués à l'échelle inférieure. Des exemples d'identification de paramètres de sous-modèles ont été donnés au sein des sous-sections précédentes en ce qui concerne le coefficient d'échange d'une structure végétale avec l'air environnant, ou bien la détermination du coefficient moyen d'extinction du rayonnement d'une structure végétale. De nombreux modèles sont développés sur ce principe et font encore l'objet de développement. Citons comme exemple, WFDS basé sur le logiciel FDS, FIRESTAR ou FIRETEC.
- Les modèles mathématiques. Ces approches analysent l'évolution d'un incendie en définissant des conditions de propagation de ce dernier (sans utiliser d'équations bilans issue de la physique) et en supposant l'existence d'un feu. Les approches plus connues pour cette classe de modèles sont les automates cellulaires et les réseaux de "petit-monde". Bien qu'initialement totalement déconnectées de la physique, ces approches emploient de plus en plus de physiques pour justifier / définir les lois de transition qui sont utilisées.
- Les modèles semi-empiriques. Ces modèles se basent sur une représentation physique et réaliste

55. A. Sullivan, Wildland surface fire spread modelling, 1990-2007. 1 : Physical and quasi-physical models, *International Journal of Wildland Fire*, Vol. 18, pp. 349-368, 2009.

56. A. Sullivan, Wildland surface ire spread modelling, 1990-2007. 2 : Empirical and quasi-empirical models, *International Journal of Wildland Fire*, Vol. 18, pp. 369-386, 2009.

57. A. Sullivan, Wildland surface ire spread modelling, 1990-2007. 3 : Simulation and mathematical analogue models, *International Journal of Wildland Fire*, Vol. 18, pp. 387- 403, 2009.



(a) Porosité de 90%

(b) Porosité de 80%

FIGURE 6.72 – Milieux fibreux reconstitués par tomographie à rayons X à haute résolution selon Huang *et col.*

du développement d'un incendie via un modèle des ellipses (approches lagrangiennes) par exemple ou le concept de propagation du front de flammes selon sa normale, ou encore des approches eulériennes (méthodes level-set). La vitesse du front de flamme est fournie soit par des corrélations ou des tables issues de nombreuses expériences en laboratoire ou de tests à plus grande échelle, soit par des bilans simplifiés de transfert de chaleur notamment, qui nécessitent néanmoins leurs calibrations par des expériences à l'échelle du terrain. Le modèle de Rothermel est sans nul doute l'approche la plus connue dans cette classe de modèles.

- Les modèles empiriques. Ces approches n'ont pas pour objectif d'étudier réellement la propagation des incendies. Par des prélèvements de combustibles sur sites, des mesures de paramètres météorologiques et des corrélations statistiques des feux antérieurs, ces approches servent généralement à générer des indices de risques pour prédire l'éclosion de nouveaux incendies. Ces indicateurs sont, par exemple, le Fire Danger Rating Systems en Australie, le Fire Behavior Prediction System et le National Fire Danger Rating System aux États-Unis.

6.5.1 Modèle de propagation initialement développé au LEMTA

Le modèle de propragation, initialement développé par Séro-Guillaume *et col.* [58] est un modèle issu d'un modèle de combustion dédié aux milieux poreux. Cette approche bi-dimensionnelle est obtenue en effectuant un développement asymptotique des équations. La grandeur étudiée est alors une température moyenne d'une strate verticale de végétation. L'hypothèse principale de ce modèle est que l'évaporation de l'humidité résiduelle (H_u) contenue au sein de la végétation se déroule à température constante T_{ev}. Ainsi, le modéle de propagation développé par Séro-Guillaume *et col.* [58] peut se résumer à deux équations bilans,

$$\begin{cases} (1-\Phi)\,\rho\,(C_{\text{s}} + H_{\text{u}} C_{\text{l}})\,\dfrac{\partial T}{\partial t} = \nabla\cdot(\lambda\nabla T) + h\,(T_{\text{a}} - T) + (1-\Phi)\,\rho\dfrac{\partial H_{\text{u}}}{\partial t} L_{\text{ev}}\delta_{T=T_{\text{ev}}} + M_{\text{r}} \\ \dfrac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho A \exp\left(-\dfrac{E}{R\,T}\right) \text{ quand } T \geq T_{\text{ig}} \text{ et } \rho \geq \rho_{\text{ext}} \end{cases} \tag{6.136}$$

58. J. Margerit et O. Séro-Guillaume, Modeling forest fires. Part II : reduction to two-dimensional models and simulation of propagation,*International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 1723-1737, 2002.

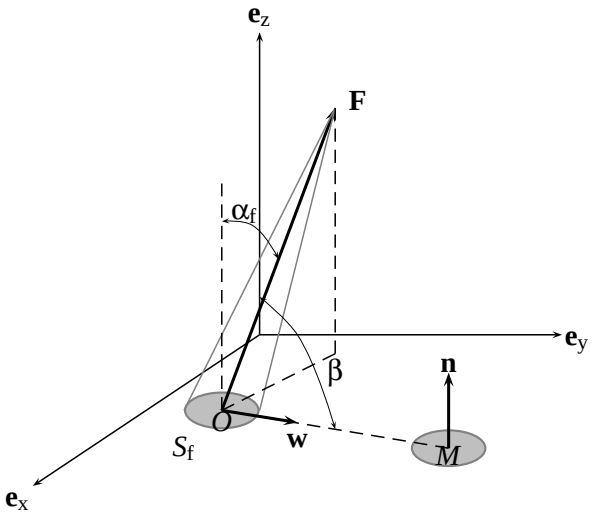


FIGURE 6.73 – Configuration géométrique pour le modèle de rayonnement de la flamme

où M_r représente la contribution radiative provenant de la flamme et étant absorbée par la végétation. En supposant que les propriétés radiatives de la matière végétale sont proches d'être purement absorbantes, la contribution radiative peut être réduite à un modèle de flamme solide par,

$$M_\mathrm{r}(\mathbf{x}) = \int_{S_\mathrm{f}} \varphi(\mathbf{y})\, G(\mathbf{x}-\mathbf{y})\, \mathrm{d}S_y = \epsilon_\mathrm{f} \frac{\sigma_\mathrm{s} T_\mathrm{f}^4}{\pi} \int_{S_\mathrm{f}} \frac{(\mathbf{F}(1-\cos\theta_\mathrm{f}) - \mathbf{w}(\cos\beta - \cos(\beta+\theta_\mathrm{f}))) \cdot \mathbf{n}}{r \sin^2\beta} \mathrm{d}S_y \tag{6.137}$$

où ϵ_f est l'émissivité de la flamme, σ_s la constante de Stefan-Boltzmann, r la distance entre la position de la flamme et un point M recevant le flux radiatif, $\cos\beta = \mathbf{F} \cdot \dfrac{\mathbf{OM}}{r} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{w}$ et $\operatorname{cotan}\theta_\mathrm{f} = -\operatorname{cotan}\beta + \dfrac{r}{l_\mathrm{f}\sin\beta}$. La fonction de Green $G(\mathbf{y})$ tend vers 0 quand $||\mathbf{y}|| \to +\infty$. Cette propriété permet d'introduire la notion de distance de coupure l_c pour le calcul de M_r. Cette équation permet alors de prendre en compte les effets liés au vent, à la topographie, aux propriétés physiques de la flamme et aux données issues de la végétation. En effet, l'inclinaison du vecteur $\mathbf{F}$ permet notamment d'associer les contributions du vent et de la pente.

Ce modèle de rayonnement peut également être amélioré en prenant en compte une émission volumique de la part de la flamme. Ainsi, le terme M_r est calculé par,

$$M_\mathrm{r} = 4\mathcal{V}_\mathrm{f}\kappa_\mathrm{f}\sigma_s T_\mathrm{f}^4 \mathcal{F}(\alpha_\mathrm{f},\ \mathcal{V}_\mathrm{f},\ \mathbf{x}) \tag{6.138}$$

où κ_f est le coefficient d'extinction moyen de la flamme. Le terme $\mathcal{F}$ permet être vu comme la part d'énergie radiative provenant de la flamme qui est absorbée par la végétation à la position $\mathbf{x}$. Ce modèle permet alors de distinguer 6 étapes lors de la propagation d'un front de flamme,

- Zone 1 : Combustible vierge, la végétation n'est pas impactée par le front de flamme, $T = T_a$, $\rho = \rho_0$, $H_u = H_{u0}$,
- Zone 2 : Zone de préchauffage, la végétation est sous influence du transfert de chaleur par rayonnement provenant des flammes, $T > T_a,\ \rho = \rho_0,\ H_u = H_{u0}$,
- Zone 3 : Évaporation de l'humidité contenue au sein de la végétation, $T = T_\mathrm{ev},\ \rho = \rho_0,\ H_u < H_{u0}$,
- Zone 4 : Chauffage du combustible avant dégradation, $T > T_\mathrm{ev},\ \rho = \rho_0,\ H_u = 0$,

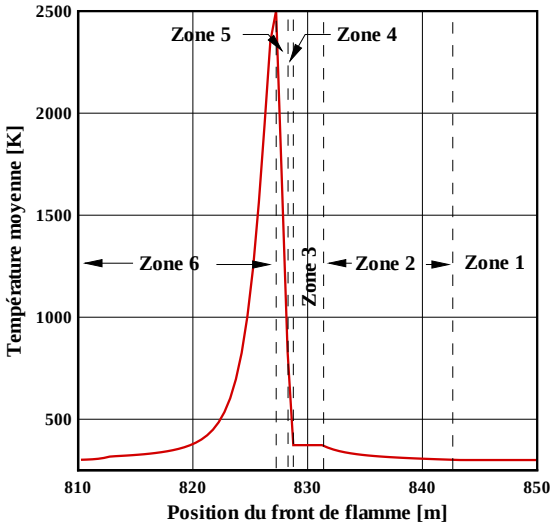


FIGURE 6.74 – Identification des différentes zones du modèle de propagation sur la base de l'évolution du champ de température obtenu pour une configuration donnée

- Zone 5 : Dégradation de la végétation par combustion, $T > T_{\text{ig}},\ \rho < \rho_0,\ H_u = 0$,
- Zone 6 : Refroidissement des résidus de la combustion, $\rho = \rho_{\text{ext}},\ H_u = 0$.

La Figure 6.74 présente, pour un cas de simulation donné et à un instant donné (ρ = 2 kg/m^2 and H_{u0} = 0,6), les positions relatives des différentes zones associées à la température moyenne de la végétation. Le front de flamme correspond à la Zone 5.

Le modèle proposé par Séro-Guillaume *et col.* [58] a fait l'objet de nombreux développements et a été appliqué sur différents scenarii de feux de végétation.

6.5.2 Analyse de sensibilité d'un modèle de propagation d'incendie

Généralement les modèles de propagation de feux de végétation reposent sur une ou plusieurs équations bilans, portant sur la masse et/ou l'enthalpie de la phase solide. Ces équations nécessitent la parfaite connaissance des différentes propriétés physiques qui sont employées pour prendre en compte la végétation ou/et le milieu environnant. Un modèle de propagation de feu peut ainsi utiliser plus d'une vingtaine de grandeurs physiques différentes pour caractériser la végétation, l'air ambiant et la flamme.

Au-delà du problème lié au développement correct d'un modèle de propagation de feu, l'un des points clé est de définir correctement les valeurs "numériques" des grandeurs physiques. Certaines de ces propriétés peuvent être aisément accessibles, comme la charge de végétation (masse de combustible par mètre carré), et d'autres sont plus compliquées à définir, comme la conductivité équivalente du milieu homogène associé (composé d'air et d'un combustible poreux). Durant ces dernières décennies, de nombreux travaux scientifiques se sont attachés à développer des bases de données portant sur les caractéristiques physiques des différentes sortes de végétation impactées par les feux de végétation, afin de fournir des entrants aux modèles numériques de propagation. Cependant, selon les auteurs et le type de végétation visé, ces grandeurs peuvent varier selon une large gamme de valeurs.

Par exemple [59] [60]

- Charge de végétation de 0,5 kg/m^2 (conditions expérimentales) à 5 kg/m^2 (conditions réelles),
- Humidité de la végétation de 15% (végétation sèche) jusqu'à 100% (pour des végétaux "vivants") de leur poids en matière sèche,
- Capacité calorifique de 900 J/kg/K à 1500 J/kg/K,
- Paramètres de la loi d'Arrhenius : température d'activation de 2000 K à 10000 K et un coefficient de pré-facteur A de 0,05 s^{-1} à 10^6 s^{-1},
- ...

Cependant, lors du traitement d'un cas réel de feu de végétation, ces paramètres entrants ne sont généralement pas ou mal connus et présentent une dépendance spatiale. Ce problème lié à la variabilité des paramètres d'entrée peut avoir des conséquences sur l'utilisation du modèle physique qui les utilisent : (i) pour les feux de forêts, en cas de prévision d'un scenario, la précision des entrants impactera la qualité des résultats produits, (ii) les effets des paramètres d'entrée sur la sortie du modèle physique conditionnent la phase de calibration. En effet, il ne sera pas possible de calibrer un paramètre d'entrée non influent, car il n'affectera pas ou très peu la grandeur de sortie qui sera observée. Pour ces deux points importants, quelques réponses peuvent être apportées en appliquant une analyse de sensibilité globale sur le modèle physique étudié. Cette approche permet, entre autres, d'identifier les entrants non influents d'un modèle afin de le réduire (diminution du nombre de paramètres d'entrée).

La littérature scientifique recense différentes approches pour réaliser une étude de sensibilité sur un modèle physique donné [61] [62]. Parmi ces différentes approches, deux grandes classes d'analyse peuvent se distinguer :

- l'analyse de sensibilité locale décrit les effets de chaque paramètres d'entrée sur la sortie observée pour un ensemble nominal d'entrants donné. Les indicateurs fournis par ce genre d'analyse sont des indices de sensibilité qui peuvent être vus comme la "dérivée de la sortie par rapport aux paramètres d'entrée pour un point de fonctionnement donné".
- l'analyse de sensibilité globale s'attache à quantifier la décomposition de la variance de la sortie ou d'une des sorties du modèle au regard des domaines de variabilité de chaque paramètre d'entrée [63]. Cette analyse fournit des indices qui représentent les taux de la variance totale de la sortie dus aux variances de chaque paramètre d'entrée. Un paramètre d'entrée peut avoir deux types de contributions : (i) la contribution à la variance de la sortie à un seul paramètre i est appelée l'effet principal, et est notée S_i, (ii) la contribution à la variance de la sortie de l'interaction entre le paramètre i et une autre grandeur j est l'effet d'interaction et est notée S_{ij}. La somme de l'effet principal, S_i, et de l'ensemble des effets d'interaction avec tous les autres paramètres d'entrée, $\sum_j S_{ij}$ correspond à l'effet total du paramètre i sur la sortie et est noté S_{Ti}. Le détail des calculs permettant d'estimer ces indices est entièrement détaillé dans [C.I. 9, C.N. 11].

Au sein de la littérature liée à la science des incendies, très peu de travaux considèrent l'appli-

59. A.M. Grishin, Mathematical modeling of forest fires and new methods of fighting them, House of the Tomsk State University, Tomsk, 1997

60. J.L Dupuy et D. Morvan, Numerical study if a crown fire spreading toward a fuel break using a multiphase physical model, *International Journal of Wildland Fire*, Vol. 14, pp. 141-151, 2005

61. R.I. Cukier, R.I. Levine et K.E. Shuler, Nonlinear sensitivity analysis of multiparameter model systems, *Journal of Computational Physics*, Vol. 26, pp. 1-42, 1978

62. A. Saltelli, S. Tarantola, F. Campolongo et M. Ratto, *Sensitivity analysis in practice*, John Wiley and Sons, Chichester, 2004

63. I.M. Sobol, Sensitivity estimates for nonlinear mathematical models, *Mathematical Modeling and Computational Experiment*, Vol. 1, pp. 407-414, 1993

cation d'une analyse de sensibilité globale sur les modèles de propagation des feux. Les premiers travaux dans ce domaine ont été réalisés par Salvador *et col.* [64] et Clark *et col.* [65], qui se sont tous deux penchés sur le problème de l'analyse de sensibilité globale d'un modèle de propagation utilisant l'approche de Rothermel. Les travaux de Salvador *et col.* [64] ont porté sur l'analyse de la vitesse de propagation et de l'intensité du front de flamme en fonction des entrants liés aux propriétés de la végétation (épaisseur, surface spécifique, pente, ...). Cette étude a permis de démontrer au travers du modèle de Rothermel, que les variabilités liées au pouvoir calorifique inférieur, à la masse volumique des végétaux et à la teneur en particules minérales dans la végétation n'impliquent pas d'influences sur les sorties qui étaient observées, alors que le taux d'humidité des végétaux et l'épaisseur de la strate végétale jouent un rôle clé sur la dynamique de la propagation. L'étude proposée par Clark *et col.* [65] a analysé, à partir du modèle de Rothermel, la surface totale de végétation brûlée en fonction des conditions météorologiques et topologiques. Les résultats principaux ont permis de démontrer le rôle prédominant de l'intensité du vent dans la propagation de ces incendies.

L'étude que nous avons menée a été réalisée en partenariat avec F. Anstett-Collin du laboratoire MIPS de l'Université de Haute Alsace à Mulhouse [C.I. 9, C.N. 11]. L'objectif de ces travaux était d'appliquer une analyse de sensibilité globale sur le modèle de propagation développé au sein du laboratoire par Séro-Guillaume *et col.* [58]. Le premier intérêt de ces études était d'identifier les propriétés physiques du combustible qui jouent un rôle déterminant dans la propagation des incendies, paramètres qui seront à calibrer avec attention. Le second objectif est d'isoler les paramètres entrants non influents afin de réduire le modèle physique de propagation. Cette étude s'est attachée à étudier une propagation monodimensionnelle d'un front de flamme sur une végétation dont les propriétés physiques sont homogènes sur l'ensemble du domaine étudié. Pour chacune de ces grandeurs, un domaine de variabilité a été défini en lien avec les valeurs minimales et maximales qu'il est possible de recenser dans la littérature. Pour cette étude, seule la vitesse de propagation a été utilisée comme sortie de notre modèle.

D'un point de vue numérique, une approche de type volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations Eq.(6.136) du modèle de propagation de feu de végétation associée à un algorithme Euler implicite en temps. Le domaine physique étudié est supposé être de 1 000 m, discrétisé en 2 000 cellules. Le pas de temps a été fixé à 0,5 s. Le modèle de propagation utilisé au sein de cette étude permet de déterminer les positions avant et arrière du front de flammes au cours du temps. La vitesse de propagation est alors estimée lorsque le front de flammes est en régime stationnaire.

Les paramètres d'entrée analysés dans cette étude sont la charge de végétation ρ, l'humidité contenue dans la végétation H_u, la capacité calorifique de la végétation C_s et le coefficient de pré-facteur A de la loi de dégradation (loi d'Arrhenius). Pour chaque simulation, ces paramètres d'entrée sont supposés être des variables aléatoires, uniformément distribuées à partir de leur propre domaine de variabilité, à savoir :

$$\rho \in \left[1,5 \text{ kg/m}^2 - 3,5 \text{ kg/m}^2\right] \qquad C_s \in [900 \text{ J/kg/K} - 1500 \text{ J/kg/K}]$$

$$H_u \in [0,1 - 0.4] \qquad A \in \left[10 \text{ s}^{-1} - 10^4 \text{ s}^{-1}\right]$$

Les autres paramètres d'entrée du modèle de propagation sont considérés connus et fixés à des

64. R. Salvador, J. Pinol, S. Tarantola et E. Pla, Global sensitivity analysis and scale effects of a fire propagation model used over Mediterranean shrublands, *Ecological Modelling*, Vol. 136, pp. 175-189, 2001

65. R.E. Clark, A.S. Hope, S. Tarantola, D. Gatelli, P.E. Dennison et M.A. Moritz, Sensitivity analysis of a fire spread model in a chaparral landscape, *Fire Ecology*, Vol. 4, pp. 1-13, 2008

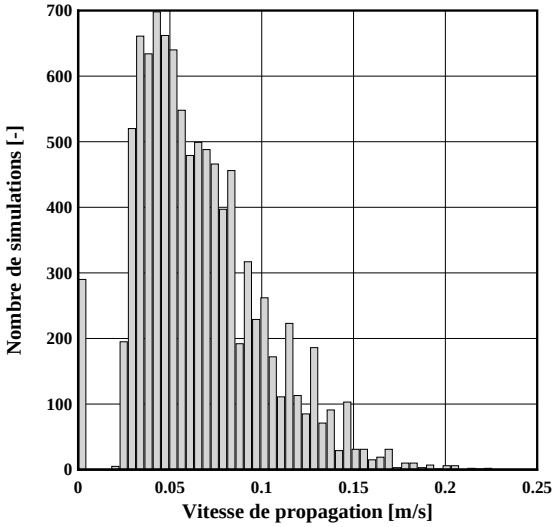


FIGURE 6.75 – Distribution des valeurs de vitesse de propagation calculées par le modèle

valeurs nominales pour toutes les simulations :

T_a = 300 K	h = 20 W/m^2/K	E = 1,398·10^5 J/mol
T_{ig} = 673 K	C_l = 4181 J/kg/K	κ_f = 1,2 m^{-1}
T_f = 1200 K	L_{ev} = 1,25 MJ/kg	θ_f = 0 rad
ρ_{ext} = 0,5 kg/m^2		

Pour cette étude, nous supposerons que la hauteur de flamme est proportionnelle à la charge de végétation. Pour une valeur de charge de végétation donnée ρ, la longueur de la flamme L_f est estimée à partir de données issues d'essais réalisés à petite échelle (échelle du laboratoire) (ρ_{ref} = 2,5 kg/m^2 et $L_{f\ \text{ref}}$ = 2 m).

Au cours de cette analyse, 10 000 couples de paramètres d'entrée ont été testés. Ils ont été sélectionnés sur la base d'une technique de type "Hypercube Latin" [66].

La Figure 6.75 représente l'histogramme contenant les vitesses de propagation des 10 000 expériences numériques qui ont été considérées lors de cette étude. La première observation porte sur le nombre conséquent d'expériences dont la vitesse de propagation est nulle (un peu moins de 300 expériences sur 10 000). Ces configurations correspondent à des situations où les couples de paramètres sélectionnés ne permettent pas au front de flammes d'atteindre un régime stationnaire, ce qui entraine l'arrêt de la propagation. La seconde observation porte sur la large variabilité des vitesses de propagation. La valeur moyenne est de 6.6 cm/s pour une incertitude estimée de l'ordre de 200% de cette valeur moyenne. Ce résultat démontre que la sortie du modèle de propagation (ici la vitesse de propagation) est très sensible aux paramètres d'entrée qui ont été sélectionnés pour cette étude

66. M.D. McKay, R.J. Beckman et W.J. Conover, A Comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code, *Technometrics*, Vol. 21, pp. 239-245, 1979

	Indices de sensibilité	
	1er ordre S_i	Total S_{Ti}
Humidité - H_u	0,624	0,655
Charge de végétation - ρ	0,286	0,306
Coefficient de pré-facteur - A	0,061	0,062
Capacité calorifique - C_s	0,004	0,018

TABLE 6.18 – Indices de sensibilité du 1er ordre et totaux estimés sur la vitesse de propagation

(ρ, H_u, C_s, A), sans pouvoir pour autant quantifier le rôle réel de chaque paramètre sur la vitesse de propagation. L'influence de chaque paramètre d'entrée sera établi à partir de l'estimation des indices de sensibilité.

Pour cette analyse de sensibilité globale, les indices de sensibilité du premier ordre, S_i ainsi que les indices de sensibilité totale, S_{Ti} ont été établis pour les grandeurs d'entrée, ρ, H_u, C_s et A. Au total, $N = 9 \times 10000$ expériences de propagation sont nécessaires pour établir ces indices (en lien avec la démarche utilisée pour calculer ces indices, voir [C.I. 9, C.N. 11]).

Les indices de sensibilité obtenus sont regroupés sur la Table 6.18. Les résultats montrent que 62,4% de la variance de la sortie est expliquée principalement par la variabilité de l'humidité, H_u. Ce paramètre d'entrée constitue alors l'entant le plus influent de notre modèle. La charge de végétation ρ possède une influence plus modérée que l'humidité, car elle ne peut expliquer que 28,6% de la variance qui est observée sur la vitesse de propagation. Les deux autres paramètres, C_s et A, ont des contributions mineures sur la sortie de notre modèle.

Les commentaires faits sur les indices de sensibilité du 1er ordre sont exactement les mêmes que ceux qui peuvent porter sur les indices de sensibilité totale (Cf. Table 6.18). Cette quasi-égalité entre les indices S_i et S_{Ti} tend à démontrer que le modèle de propagation que nous utilisons est additif : les interactions entre les paramètres d'entrée de notre modèle sont très faibles.

Comme les indices S_{C_s} et $S_{T\ C_s}$ sont relativement faibles (inférieurs à 2%), la capacité calorifique C_s peut être imposée au sein de notre modèle à une valeur arbitraire (contenue dans le domaine de variation entre 900 et 1500 J/kg/K) sans que la variance de la vitesse de propagation ne soit modifiée. Pour notre modèle, il n'est donc pas nécessaire de développer d'études spécifiques pour la calibration de ce paramètre (via des campagnes de mesures par exemple) car cet entrant est non influent.

La Table 6.18 a démontré qu'il n'y avait que très peu d'interactions entre les paramètres d'entrée de notre modèle (la somme des indices du 1er ordre est proche de 1, ici 0,975), ce qu'il lui confère la propriété d'être un modèle additif. Cette remarque permet de démontrer que notre modèle de propagation peut être simplifié (pour le calcul de la vitesse de propagation) par,

$$ROS = \overline{ROS} + f_\rho(\rho) + f_{H_u}(H_u) + f_A(A) \tag{6.139}$$

où ROS correspond à l'estimation de la vitesse de propagation et $\overline{ROS}$ à la valeur moyenne qui a été obtenue compte tenu des domaines de variabilité de chaque entrant (ici 6,6 cm/s). La fonction f_i représente la contribution individuelle du paramètre i. L'Eq.(6.139) peut être considérée comme un modèle réduit du modèle physique de base (Cf. l'Eq.(6.136)) pour la prédiction des vitesses de propagation. Les expressions les plus simples pour représenter les contributions individuelles f_i sont des polynômes de degré p. D'un point de vue pratique, pour un polynôme donné, les coefficients des différents polynômes f_i sont estimés à partir d'une méthode de moindres carrés basée sur les 10

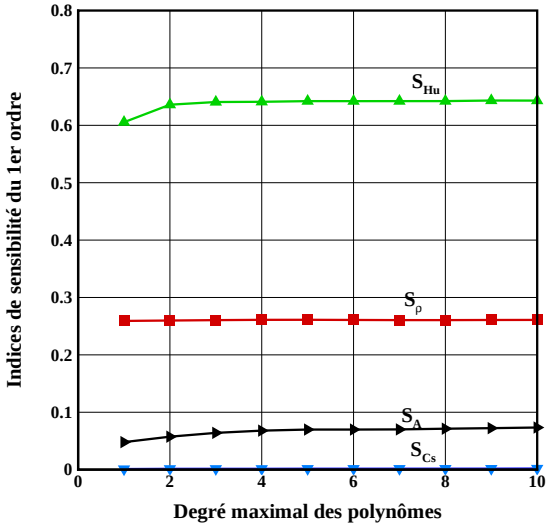


FIGURE 6.76 – Evolution des indices de sensibilité du premier ordre en fonction du degré maximal des polynômes f_i

	a_5	a_4	a_3	a_2	a_1	a_0
ρ	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$-1,62 \cdot 10^{-2}$	$5,75 \cdot 10^{-2}$	$-9,53 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-1}$	$-1,04 \cdot 10^{-1}$
H_u	$-1,17 \cdot 10^{2}$	$1,54 \cdot 10^{2}$	$-8,05 \cdot 10^{-1}$	$2,15 \cdot 10^{1}$	$-3,30$	$2,43 \cdot 10^{-1}$
A	$-8,62 \cdot 10^{-21}$	$2,54 \cdot 10^{-16}$	$-2,81 \cdot 10^{-12}$	$1,44 \cdot 10^{-8}$	$-3,56 \cdot 10^{-5}$	$3,50 \cdot 10^{-2}$

TABLE 6.19 – Coefficients des polynômes f_i pour chaque paramètre d'entrée

000 expériences numériques utilisées pour réaliser l'analyse de sensibilité globale. Pour évaluer la pertinence et la précision des fonctions f_i ainsi obtenues, les indices de sensibilité du 1er ordre sont alors déterminés sur le modèle réduit et sont comparés par rapport à ceux du modèle physique complet (Cf. Eq.(6.136)).

La Figure 6.76 montre les évolutions des indices de sensibilité du 1er ordre pour les 4 paramètres d'entrée étudiés en fonction du degré maximal des polynômes f_i. Les résultats montrent qu'un polynôme de degré minimal 5 est suffisant pour représenter correctement les indices S_i qui avaient été obtenus avec le modèle physique complet (Cf. Table 6.18). Ainsi, pour cette étude, les fonctions f_i sont représentées par,

$$f_i\left(x_i\right) = a_5 \cdot x_i^5 + a_4 \cdot x_i^4 + a_3 \cdot x_i^3 + a_2 \cdot x_i^2 + a_1 \cdot x_i + a_0, i = \{H_u, \rho, A\} \tag{6.140}$$

dont les coefficients a_i sont regroupés sur la Table 6.19 pour chaque paramètre d'entrée.

La pertinence du modèle réduit mis en place peut se justifier en comparant les vitesses de propagation qu'il prédit avec les valeurs réellement obtenues avec le modèle physique complet. Pour réaliser cette comparaison, N = 10 000 nouvelles combinaisons de paramètres d'entrée ont été choisies (sur ρ, H_u et A, C_s a été maintenu à une valeur constante) pour comparer les différentes valeurs ainsi

obtenues sur la vitesse de propagation. L'erreur moyenne est définie de la manière suivante,

$$\overline{\epsilon} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} \left| ROS_k^{\text{MR}} - ROS_k^{\text{MP}} \right|, \tag{6.141}$$

où MR et MP correspondent respectivement aux prédictions du modèle réduit et du modèle physique. Les résultats montrent que $\overline{\epsilon}$ est proche de 0,005 m/s (soit 7% de la valeur moyenne). Des calculs similaires, en considérant que A est une constante au sein du modèle, montrent que $\overline{\epsilon}$ est d'environ 0,009 m/s (soit 12% de la valeur moyenne). Ces données démontrent la pertinence du modèle réduit qui a été proposé.

Ce travail, portant sur le développement d'une analyse de sensibilité globale sur un modèle de propagation de feu de végétation, a permis de comprendre la dynamique et les interactions du modèle étudié, d'isoler les paramètres d'entrée qui n'ont pas un rôle majeur sur la sortie observée et de proposer une évolution du modèle par un modèle réduit.

6.5.3 Extension d'un modèle physique de propagation de feux de végétation vers une approche "automate cellulaire"

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle physique développé au LEMTA pour étudier la dynamique des feux de végétation repose sur plusieurs équations-bilans (masse, énergie, humidité, ...). L'utilisation de ces équations nécessitent obligatoirement de définir correctement, et de manière réaliste, un nombre assez important de paramètres physiques liés à la végétation étudiée, au type de terrain rencontré, aux conditions météorologiques, ... Ce grand nombre de paramètres peut être considéré comme un atout des modèles physiques, car ces approches "gardent" un sens physique, un sens de la réalité. Néanmoins, la définition des jeux de paramètres optimaux pour modéliser correctement la dynamique d'un incendie réel est un exercice particulièrement complexe et fastidieux.

Dans la suite des études que nous avons réalisées sur ce sujet, nous avons entrepris le développement de notre modèle physique de propagation pour en proposer une version étendue (au sens de la complexité de la modélisation). Nous avons cherché à savoir si nous pouvions définir, à partir de notre modèle complet, une nouvelle approche type "automate cellulaire".

Les automates cellulaires appartiennent à une classe de modèles purement mathématiques, où la physique est très peu présente. L'idée de ces approches est de considérer qu'un système physique se représente sous forme de cellules élémentaires (issues d'un maillage par exemple). A un instant donné, ces cellules sont caractérisées par un état, qui est en général une variable discrète, qui peut évoluer au cours du temps. L'état d'une cellule peut être influencé par ses voisines (plus ou moins proches), au travers de lois de comportement et de règles de transition qui peuvent être plus ou moins compliquées en fonction des applications visées. L'illustration la plus simple d'un automate cellulaire, est celui d'une foule présente dans un stade : chaque individu représente alors une cellule élémentaire. Imaginons que chaque spectateur possède uniquement deux états : assis ou débout. Supposons maintenant, que pour un spectateur donnée, parmi ses 8 voisins assis autour de lui, si 2 d'entre eux sont debout, alors ce dernier se met à son tour debout pendant un temps fixé. Ces règles élémentaires permettent de modéliser simplement la dynamique des vagues de "ola" observées dans des stades.

Les automates cellulaires ont été utilisées avec succès dans de très nombreux domaines de la physique pour analyser principalement des dynamiques d'évolution. Citons par exemple les travaux

de Morley et Chang [67] et de Zekri et Clerc [68], sur la propagation des épidémies au sein de populations humaines ou animales, de Matsinos et Troumbis [69] sur la dynamique de compétition des plantes ou bien ceux de Yang *et col.* [70] pour décrire l'évacuation d'un bâtiment en situation d'incendie. Pour ce qui est de l'étude de la dynamique des incendies, Green [71] et Albinet *et col.* [72] ont été les premiers à introduire ce concept d'automates cellulaires pour analyser la propagation des feux de végétation.

L'objectif de notre étude était donc de savoir si notre modèle physique de propagation pouvait être développé afin d'en proposer une version "automate cellulaire" et définir sous quelles conditions ce travail peut être réalisé.

La zone combustible est subdivisée en un réseau régulier bidimensionnel de cellules carrées. Chaque cellule est représentée par un paramètre adimensionné, noté τ, qui représente l'état de la cellule. Les différents états possibles pour une cellule ont été définis de manière classique en les associant aux différentes étapes de la combustion des végétaux (chauffage, déshydratation, pyrolyse, ...) :

- $\tau = 0$ - Cellule vierge,
- $0 \leq \tau \leq 100$ - Pré-chauffage,
- $100 \leq \tau \leq 200$ - Evaporation de l'humidité,
- $200 \leq \tau \leq 300$ - Chauffage et pyrolyse,
- $300 \leq \tau \leq 400$ - Combustion,
- $\tau = 400$ - Cellule brulée.

Pour chaque cellule, 100 unités sont nécessaires pour la faire passer d'un état à un autre. L'utilisation de 100 unités a été définie de manière totalement arbitraire ici et les résultats qui seront produits seront indépendants de ce choix [R.I. 16].

Pour permettre le développement de l'automate cellulaire, plusieurs hypothèses doivent être imposées,

- Le rayonnement constitue le mode de transfert de chaleur le plus important lors d'une propagation d'un front de flamme sans pente ni vent. La convection thermique et le transfert de chaleur par conduction sont négligés à ce stade ;
- La combustion se déroule à une température constante, fixée à T_c (température utilisée dans la loi d'Arrhénius).

Dans un automate cellulaire, l'interaction entre deux cellules i, la cible, et j, la source (adjacentes ou non pour des raisons de transfert de chaleur par rayonnement) donne lieu à chaque pas de temps à des échanges de grandeur adimensionnée τ, sous la forme d'une quantité $\Delta\tau$. Cette quantité va dépendre de l'état de la cellule cible et de ceux de ses voisines. La cellule j étant considérée comme la cellule source, elle fait obligatoirement partie du front de flamme et se trouve donc nécessairement en Zone 5.

En appliquant une approche du type volumes finis en espace à un schéma explicite en temps et après quelques manipulations mathématique détaillées dans [R.I. 16], les incréments de grandeur adimensionnée envoyés à la cellule i de la cellule j peuvent s'exprimer de la manière suivante :

67. Morley P.D. et Chang J., Critical behavior in cellular automata animal disease transmission model, *Int. J. Mod. Phys.*, Vol. 15, pp. 149-162, 2004.

68. Zekri N. et Clerc J.-P., Statistical and dynamical study of the epidemic propagation in a small world network, *C. R. Physiques*, Vol. 3, No. 6, pp. 741-747, 2002.

69. Matsinos Y.G. et Troumbis A.Y., Modeling competition dispersal and effects of disturbance in the dynamics of a grassland community using a cellular automaton model, *Env. Modell.*, Vol. 149, No. 1-2, pp. 71-83, 2002.

70. Yang L.Z., Fang W.F., Huang R. et Deng Z.H., Occupant evacuation model based on cellular automata in fire, *Chinese Sci. Bull.*, Vol. 47, pp. 1484-1488, 2002.

71. Green D.G., Shapes of fires in discrete fuels, *Env. Modell.*, Vol. 20, pp. 21-32, 1983.

72. Albinet G., Searby G. et Stauffer D., Fire propagation in a 2-D random medium, *J. Physics*, Vol. 47, pp. 1-7, 1986.

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 2}} = 100\frac{M_{\text{r}ij}\,(t)}{(1-\Phi_i)\,\rho_i\,(C_\text{s}+H_{\text{u}i}C_\text{l})\,(T_\text{ev}-T_0)}\Delta t \tag{6.142}$$

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 3}} = 100\frac{M_{\text{r}ij}\,(t)}{(1-\Phi_i)\,\rho_i L_\text{ev} H_{\text{u}0}}\Delta t \tag{6.143}$$

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 4}} = 100\frac{M_{\text{r}ij}\,(t)}{(1-\Phi_i)\,\rho_i C_\text{s}\,(T_i-T_\text{ev})}\Delta t \tag{6.144}$$

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 5}} = 100\frac{A\exp\left(\frac{E}{R\,T_\text{c}}\right)}{\ln\left(\frac{\rho_0}{\rho_\text{ex}}\right)}\Delta t \tag{6.145}$$

Le terme $M_{\text{r}ij}\,(t)$ correspond au flux moyen de chaleur émis par la cellule j vers la cellule i par rayonnement. Ainsi, à chaque incrément en temps, la cellule i actualise sa grandeur adimensionnée τ en prenant en compte toutes les contributions des cellules j qui appartiennent à la fois, au front de flamme (Zone 5) et au voisinage $\mathcal{V}_i$ de la cellule i, par,

$$(\Delta\tau_i)_{\text{Zone X}} = \sum_{j\,\in\,\mathcal{V}_i}\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone X}} \tag{6.146}$$

Rappelons que le voisinage d'une cellule i n'est pas réduit uniquement aux cellules adjacentes, cas des voisinages de Von Neumann (4 cellules) ou de Moore (8 cellules), mais a une zone largement plus étendue prenant en compte les effets à longues distances (associés aux contributions issues du rayonnement). La distance séparant la cellule i de la cellule j, cellule la plus éloignée appartenant à $\mathcal{V}_i$, correspond à la distance de coupure l_c. Au-delà de l_c, la contribution radiative ne joue plus un rôle important au sein du transfert de chaleur global. De manière sémantique, la prise en compte d'un voisinage étendu constitue une classe à part des automates cellulaires, celle des réseaux de petits mondes.

La définition des différents états de cellules en fonction de la grandeur τ et les expressions trouvées pour $\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 2}}$, $\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 3}}$, $\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 4}}$ et $\left(\Delta\tau_i^j\right)_{\text{Zone 5}}$ constituent les règles principales d'un automate cellulaire pour l'étude de feux de végétation. L'intérêt du travail qui vient d'être présenté réside dans la formulation analytique des différents $\left(\Delta\tau_i^j\right)$ à partir des propriétés physiques de la végétation ou des données de typologie du terrain au travers d'un modèle physique "plus fin".

Ce modèle d'automate cellulaire a été ensuite utilisé pour étudier la propagation d'incendie en fonction de la teneur en eau des végétaux et de la charge de la couverture végétale.

Pour réaliser cette étude, un domaine carré de 200 m de côté a été considéré, modélisé par un maillage régulier de 201 x 201 cellules. Le pas de temps est içi fixé à 0,5 s. La végétation considérée est du *Quercus Coccifera*, aussi appelé chêne Kermès, dont la charge nominale est imposée à 2,5 kg/m^2 (correspondant à une densité volumique de 25 kg/m^2 avec une porosité Φ_i de 0,9). Les propriétés physiques de la végétation sont issues des travaux de Margerit *et al.* [73] et de Chetehouna *et al.* [74],

73. J. Margerit et O. Séro-Guillaume, Modelling forest fires. Part II : reduction to two-dimensional models and simulation of propagation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 1723-1737, 2002.

74. K. Chetehouna, O. Séro-Guillaume et A. Degiovanni, Measurement of radiative absorption coefficient for a vegetal medium, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 15, pp. 43-46, 2004.

C_s = 2400 J/kg/K, | C_l = 4180 J/kg/K, | L_{ev} = 2,26 MJ/kg.

La température d'évaporation de l'eau résiduelle au sein des végétaux et celle d'auto-allumage sont respectivement $T_{\text{ev}} = 373$ K et $T_{\text{ig}} = 580$ K. Concernant les paramètres liés à la dégradation thermique, la loi d'Arrhenius est imposée par,

A = 5000 s^{-1}, | E = 1,398$\times 10^5$ J/mol, | T_{c} = 1400 K.

Les propriétés physiques liées à la flamme sont extraites des travaux de Chetehouna *et al.* [75] pour les mêmes conditions de charge végétale,

T_{f} = 1200 K, | l_{f} = 1,6 m, | K_{f} = 0,4 m^{-1}.

La charge résiduelle en cendres est fixée à ρ_{ext} = 0,01 kg/m^2. La distance de coupure, l_{c}, est fixée à 15 m, ce qui représente le meilleur compromis entre le temps de simulation et précision des calculs. Une étude annexe a montré que seulement 1% de l'énergie émise par la flamme est négligée. L'allumage est initié au centre du domaine étudié et la vitesse de propagation est estimée sur la phase stationnaire de la propagation des flammes.

La première étude, menée avec notre automate cellulaire [R.I. 16], portait sur l'influence de la répartition de la charge végétale sur la dynamique de propagation de l'incendie. L'idée est de considérer que certaines cellules contiennent de la végétation qui peut offrir un support à la propagation d'un incendie et d'autres sont dépourvues totalement de combustible. Le paramètre important est le taux d'occupation de la végétation, noté d_c, qui représente le rapport entre le nombre de cellules contenant de la végétation sur le nombre total de cellules. Au-delà d'un certain seuil d'occupation de végétation, le couvert végétal ne permet plus au front de flammes de se développer pleinement.

Les Figures 6.77 donnent deux exemples de propagation de feux à 1000 s après l'allumage pour deux configurations différentes, $d_c = 60\%$ (Cf. Figure 6.77(a)) et $d_c = 30\%$ (Cf. Figure 6.77(b)). Pour les deux cas, les fronts de flammes ne sont pas continus, spécialement pour la Figure 6.77(b) où le front de flammes est séparé en deux. La Figure 6.77(a) présente une propagation qui semble être parfaitement établie, alors que sur la Figure 6.77(b), très peu de cellules sont encore actives et supportent la propagation du front de flammes. On imagine facilement, que si le taux d'occupation diminue encore, la propagation s'arrêtera prématurément.

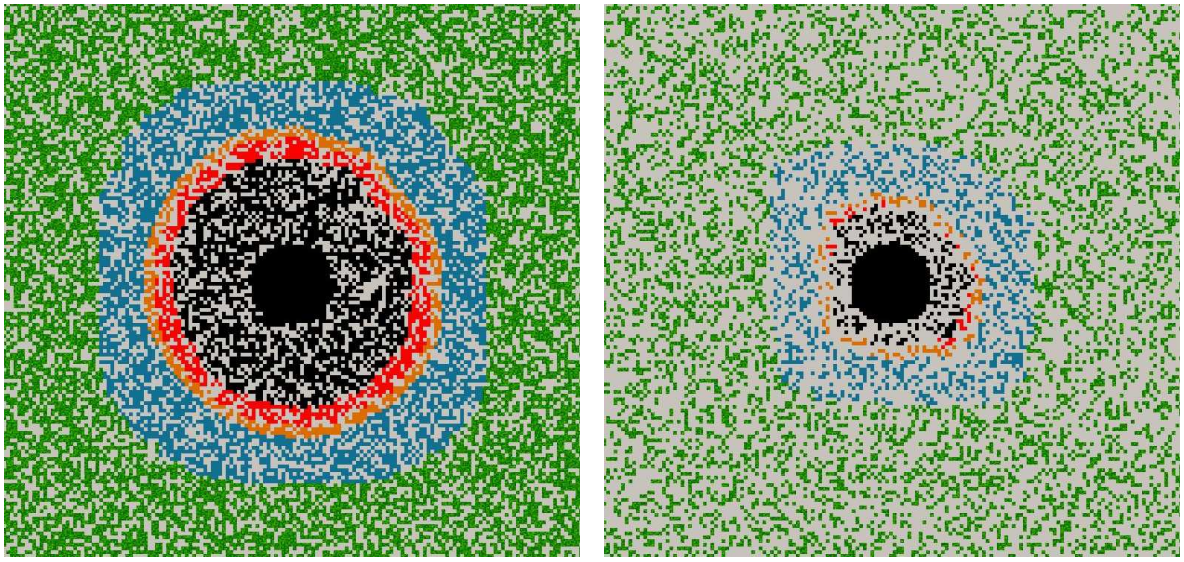
Une étude de sensibilité a été menée pour évaluer l'influence du taux d'occupation en végétation sur la propagation. La Figure 6.78 résume l'ensemble des résultats qui ont été produits. Elle représente le taux des feux qui se propagent indéfiniment en fonction du taux d'occupation des sols. Cette figure révèle alors trois zones importantes,

- quand d_c < 0,3, la propagation s'arrête pour toutes les configurations testées ;
- quand d_c > 0,36, le front de flammes se propage dans tous les cas ;
- quand 0,3 < d_c < 0,36, cela correspond une zone d'incertitude où certains feux peuvent pleinement se développer. Cette zone d'incertitude est relative étroite.

Pour cette configuration de végétation, il est important, en termes de prévision, d'imposer un débroussaillage permettant d'atteindre un taux d'occupation des sols inférieur à 30% pour limiter la propagation des incendies.

D'une manière équivalente, une étude de sensibilité a été menée pour analyser le rôle de l'humidité résiduelle contenue au sein de la végétation sur la dynamique des incendies. L'ensemble des résultats

75. K. Chetehouna, O. Séro-Guillaume et A. Degiovanni, Measurement of radiative absorption coefficient for a vegetal medium, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 15, pp. 43-46, 2004.



(a) Taux de présence 60%

(b) Taux de présence 30%

FIGURE 6.77 – Propagation du front de flamme à 1000 s après l'allumage pour une configuration d'une végétation hétérogène et ne contenant pas d'humidité résiduelle

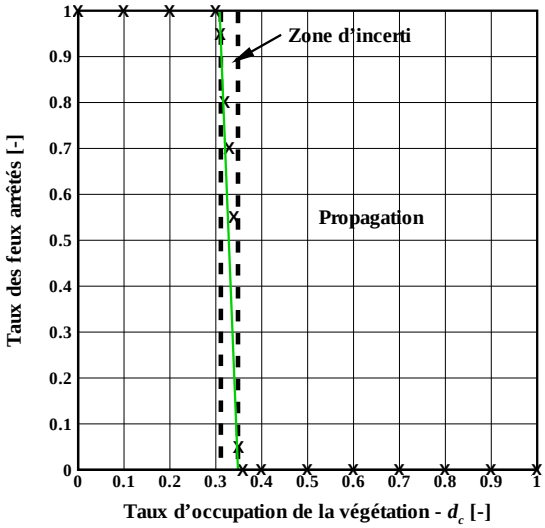


FIGURE 6.78 – Evolution du taux des feux ne se propageant pas en fonction du taux d'occupation des sols

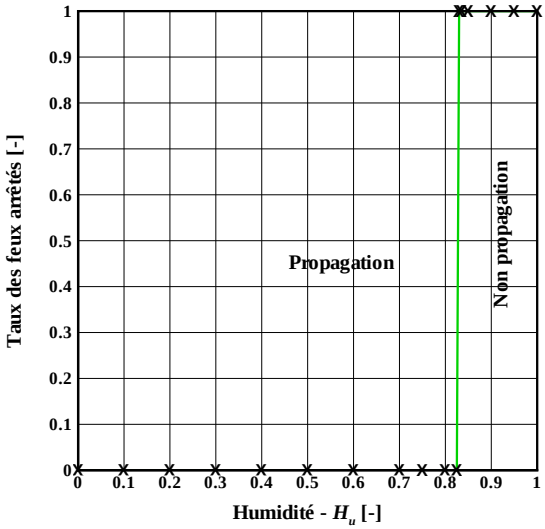


FIGURE 6.79 – Evolution du taux des feux ne se propageant pas en fonction du taux d'humidité

est regroupé sur la Figure 6.79. Les résultats montrent que pour des humidités supérieures à 83%, la propagation s'arrête. Ce type de résultats est intéressant car il informe sur la quantité d'eau à "déposer" sur la végétation pour éviter toute propagation de flammes. Néanmoins, ce résultat est dépendant des propriétés physiques de la végétation, le seuil de 83% défini par cette étude peut varier en fonction de l'essence végétale traitée.

Enfin, la Figure 6.80 propose une synthèse associant les interactions potentielles entre le taux de présence de la végétation et son humidité résiduelle. Le résultat est un graphique définissant la limite de propagation / non propagation en fonction de la configuration rencontrée sur le terrain. La Figure 6.80 présente deux zones différentes, séparées par une limite définissant le seuil de non propagation de l'incendie. Ce phénomène est similaire à la densité critique dans la théorie de la percolation. En plus de dépendre des propriétés physiques liées à la végétation, ce seuil sera dépendant également des grandeurs intrinsèques de la flammes (géométrie, propriétés radiatives et température).

La représentation proposée sur la Figure 6.80 peut être très utile pour les opérationnels, notamment en ce qui concerne le largage aérien de moyen en eau. En effet, pour une configuration où la charge de végétation est de 2,5 kg/m^2 et une humidité de 50%, le largage d'un Canadair CL-415 (6130 litres d'eau pour une empreinte au sol de 210 x 54 m^2) peut localement augmenter l'humidité de 50 à 70%. Dans ces conditions, le front de flammes peut se propager si le taux d'occupation des végétaux est entre 85 et 100%. Par contre, si le largage se concentre sur une zone plus restreinte (105 x 54 m^2), l'humidité peut atteindre alors une valeur de 90% ce qui rend impossible toute propagation d'incendie.

Le travail réalisé sur les automates cellulaires a démontré que cette classe de modèles peut être vue comme une extension de la classe des modèles physiques sous certaines hypothèses comme la dégradation à température constante. Cette étude a proposé également de définir de manière quasi-analytique les règles de transition de l'automate cellulaire en établissant des relations entre les paramètres de l'automate et les propriétés physiques de la végétation et des flammes.

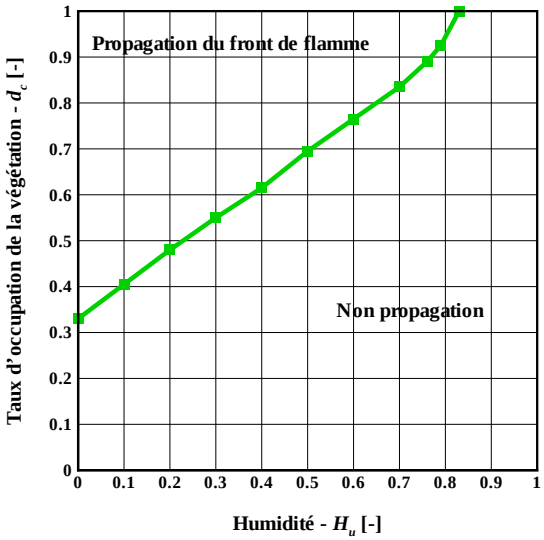


FIGURE 6.80 – Conditions de propagation d'un feu de végétation en fonction du taux d'humidité et du taux de présence de la végétation

6.5.4 Création d'une plateforme expérimentale dédiée aux feux de végétation

Les travaux développés sur les feux de végétation au sein de l'Opération Scientifique "Feux" ont démontré l'impérieuse nécessité de se doter de données expérimentales pour calibrer et valider les modèles ou les sous-modèles utilisés. La littérature scientifique recense de très nombreux travaux portant sur des incendies instrumentés de feux de végétation à différentes échelles. Nous pouvons citer comme exemples à l'échelle du laboratoire les travaux de l'institut ADAI à Coimbra au Portugal pilotés par Domingos X. Viegas ou ceux réalisés au laboratoire SPE à Corte. A l'échelle du terrain, les expériences de Cheney *et col.* [76] ou ceux menés dans le cadre de FIREFLUX I [77] et II [78] font figures de références. Néanmoins, ces bases de données expérimentales ont été réalisées pour des travaux de recherche dont les objectifs ne sont pas nécessairement identiques à ceux que nous souhaitons développer : nous nous heurtons alors au problème de méconnaissance de plusieurs entrants du modèle. C'est pour cette principale raison que nous avons souhaité développer notre propre base de données expérimentales sur les feux de végétation. Ainsi, de 2010 à 2012, les contributions jointes d'Olivier Séro-Guillaume, de Pascal Boulet, de Bernard Antoine et de moi-même, associées aux appuis du LEMTA et de l'Université de Lorraine ont permis la création d'une nouvelle plateforme expérimentale dédiée exclusivement aux feux de végétation au LEMTA.

Cette plateforme expérimentale de 300 m^2 de surface totale, située sur le site de La Bouzule (site d'une ferme expérimentale de l'ENSAIA) de l'Université de Lorraine a été nommée PROMETHEI

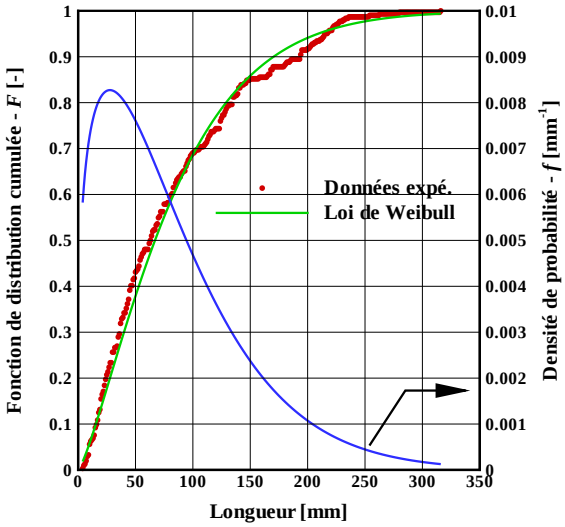
76. N.P. Cheney, J.S. Gould et W.R. Catchpole, The influence of fuel, weather and fire shape variables on fire-spread in grassland, *International Journal of Wildland Fire*, Vol. 3, No. 1, pp. 31-44, 1993.

77. C.B. Clements, S. Zhong, S. Goodrick, J. Li, X. Bian, B.E. Potter, W.E. Heilman, J.J. Charney, R. Perna, M. Jang, D. Lee, M.Patel, S. Street et G. Aumann, Observing the dynamics of wildland grass fires : FireFlux - A field validation experiment, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 88, No. 9, pp. 1369-1382, 2007.

78. C.B. Clements, B. Davis, D. Seto, J. Contezac, A. Kochanski, J.B. Fillipi, N. Lareau, B. Barboni, B. Butler, S. Krueger, R. Ottmar, R. Vihnanek, W.E. Heilman, J. Flynn, M.A. Jenkins, J. Mandel, C. Teske, D. Jimenez, J. O'Brien, B. Lefer, Overview of the 2013 FireFlux II grass fire field experiment, *In Advances in Forest Fire Research. Coimbra, Portugal : Coimbra University Press*, pp. 392-400, 2014.



(a) Frisure de bois utilisée



(b) Distribution de la longueur de la frisure

FIGURE 6.81 – Illustrations de la frisure de bois utilisée lors de nos expériences et exemple de résultats obtenus sur la caractérisation physique du combustible

pour Plateforme de Recherche Opérationnelle en Métrologie THermique dédiée aux Essais Incendie. A l'heure actuelle, elle comporte deux tables à bruler de 12 m^2 (3 m x 4 m) et un tunnel à feu de surface totale de 18 m^2 pour 9 m^2 de section. Une métrologie spécifique a été spécialement développée pour suivre la propagation du front de flammes,

- 4 caméras visibles pour suivre les fronts avant et arrière, ainsi que la hauteur du front de flammes ;
- des arbres de thermocouples ;
- de la fluxmètrie *via* des capteurs de flux radiatif ;
- de la spectroscopie infrarouge à l'aide d'une caméra multispectrale ou d'un spectromètre à transformée de Fourier pour analyser les spectres d'émission des flammes (Cf. section précédente) ;
- ... et plus récemment une PIV grand champ pour étudier des mouvements de l'air au voisinage du front de flammes.

L'ensemble de ces outils est bien évidemment associé à des moyens numériques pour post-traiter les données "brutes" recueillies durant les brûlages.

En terme de combustible, nous avons pris le parti d'utiliser de la frisure de bois (Cf. Figure 6.81(a)) fournie par la société Adrene (www.adrene.com). Ce combustible, issu d'une filière de bois locale, est traité sans agent chimique et est séché *via* un processus naturel durant une année entière. Au cours de la thèse d'Alexis Marchand, nous avons caractérisé au maximum les propriétés physiques et géométriques de ce combustible. Ainsi, les caractéristiques sont les suivantes,

- la masse volumique moyenne est comprise entre 515 et 531 kg/m^3 ;
- la longueur des fibres est modélisée par une distribution de Weibull (Cf. Figure 6.81(b)), alors que la largeur et l'épaisseur peuvent être représentées par une loi normale ;
- la masse volumique apparente du lit de combustible peut varier entre 5,6 et 7,3 kg/m^3 (démontrant une très grande porosité de notre milieu combustible) ;



(a) Exemple de carroyage réalisé (b) Lit de combustible prêt

FIGURE 6.82 – Illustrations sur la mise en place de la frisure de bois pour un essai feu



FIGURE 6.83 – Exemple de propagation sur une table à bruler

• l'humidité moyenne des fibres de bois est relativement stable au cours de l'année, environ 12% ;

Pour ce même combustible, l'institut Pprime de Poitiers nous a fourni les débits de pyrolyse (MLR) sous air ambiant en fonction de la température du végétal pour plusieurs rampes de température. Enfin, le LERMAB à Épinal a complété ces données physiques en nous fournissant les PCI et PCS, la capacité calorifique et le taux de cendres de cette frisure de bois.

Pour mener à bien une expérience de propagation, il est indispensable de disposer d'un lit de combustible quasi-homogène sur une surface souhaitée. Pour cette mise en œuvre, nous réalisons un carroyage de notre combustible en plusieurs zones où la masse de combustible est identique (Cf. Figure 6.82(a)). Cette technique permet de s'assurer que la propagation du front de flamme sera quasi-isotrope dans toutes les directions. La Figure 6.82(b) donne une illustration d'un lit de frisure de bois préparé pour une charge de 1 kg/m^2.

Lors d'un essai incendie (Cf. Figure 6.83), le front de flammes est suivi en général par trois caméras visibles de type LUMENERA (Le165MP, niveau de gris, 1376 x 1032 pixels). L'acquisition des images se fait à une fréquence de 1 Hz. Deux caméras filment le front avant et arrière, alors que la troisième est utilisée pour suivre la hauteur du front de flammes au cours du temps.

Les images du front de flammes ainsi acquises doivent être post-traitées pour identifier la position du front de flammes au cours du temps. La démarche qui va suivre a été mise en place à l'occasion des travaux de thèse d'Alexis Marchand. Les traitements qui sont appliqués sur les images brutes en

noir en blanc (Cf. Figure 6.84(a)) sont les suivants :

- Application d'un algorithme multi-Otsu [79] pour éliminer la zone réfléchissante au pied de la flamme (Cf. Figure 6.84(b)) ;
- Segmentation de l'image pour ne garder que la partie la plus lumineuse correspondant à la zone de flamme (Cf. Figure 6.84(c)) ;
- Création d'un masque définissant l'enveloppe convexe de la zone en feu (Cf. Figure 6.84(d)) ;
- Application d'un algorithme de contour actif [80] pour localiser le "pied" du front de flammes (Cf. Figure 6.84(e)) ;
- Utilisation d'un algorithme de type DLT [81] pour trouver les coordonnées physiques du front de flammes à partir de ses coordonnées en pixels (Cf. Figure 6.84(f)).

L'analyse des positions successives du front de flammes au cours de temps nous permet non seulement de déterminer les vitesses de propagation mais également, grâce à la connaissance des propriétés physiques de notre combustible, d'obtenir des données relatives à l'incendie comme sa puissance.

Au cours des travaux de thèse d'Alexis Marchand, nous avons commencé par étudier le comportement du front de flammes en fonction de la largeur du lit de combustible et de la charge de végétaux qui est utilisée.

A charge constante (fixée à 0,5 kg/m^2), nous avons procédé à plusieurs essais de propagation en faisant varier la largeur du lit de combustible de 25 cm à 3,5 m. Pour ces essais, 45 expérimentations ont été réalisées sur 9 largeurs différentes répétées 5 fois chacune. Un exemple de résultats est proposé sur la Figure 6.85 (les résultats détaillés se trouvent dans la thèse d'Alexis Marchand). La Figure 6.85(a) montre l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de la largeur du lit de combustible. Les vitesses de propagation sont, pour le cas de notre frisure de bois, comprises en 1 et 1,5 cm/s. Cette figure indique également les écarts-types qui ont été relevés. Ces écarts-types sont plus importants lorsque la largeur du lit est faible, démontrant qu'en dépit des précautions prises pour mettre en place le combustible sur la table à bruler, des variations significatives peuvent être observées à faibles largeurs. L'effet de la largeur du lit de combustible sur la vitesse de propagation n'est pas linéaire. Les résultats obtenus montrent clairement que la vitesse de propagation tend à se stabiliser (aux alentours d'une vitesse de 1,5 cm/s) pour des largeurs très importantes. La vitesse de propagation donnée par la Figure 6.85(a) indique nettement qu'elle dépend de la largeur du lit de combustible selon une loi de puissance. En utilisant une technique de moindres carrés, on démontre alors que la vitesse de propagation suit une loi du type,

$$ROS = 0,0118 L_w^{0,19} \tag{6.147}$$

où ROS et L_w sont les vitesses de propagation et la largeur du lit de combustible. Ce type de loi avait déjà été relevé par Adam *et col.* [82] pour des propagations de flammes sur de la frisure de bois également (*Excelsior*) et sur du carton.

La Figure 6.85(b) propose, quant à elle, d'étudier l'évolution du taux de production de chaleur (HRR) libéré par le front de flamme. La tendance est clairement linéaire entre le HRR et la largeur du lit de combustible ce qui tend à prouver que la surface en feu est proportionnelle à la largeur L_w.

79. N. Otsu. A threshold selection method from gray-level histograms. *Automatica*, Vol.11 (285-296), pp. 23-27, 1975.

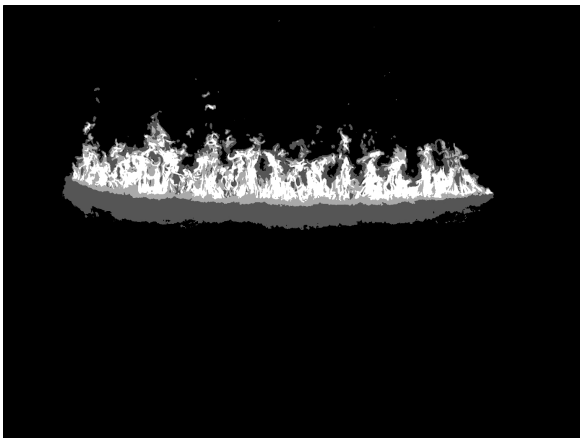
80. T.F. Chan and L.A. Vese. Active contours without edges, *Image processing, IEEE transactions on*, Vol.10 (2), pp. 266-277, 2001.

81. E. Pastor, A. Àgueda, J. Andrade-Cetto, M. Muñoz, Y. Pérez, and E. Planas. Computing the rate of spread of linear flame fronts by thermal image processing. *Fire Safety Journal*, Vol.41 (8), pp. 569-579, 2006.

82. B.A. Adam, N.K. Akafuah, M. Finney, J. Forthofer, and K. Saito. A study of flame spread in engineered cardboard fuelbeds. Part II : Scaling law approach. In *Seventh International Symposium on Scale Modeling, ISSM-7, Hirosaki, Japan*, 2013.



(a) Image brute



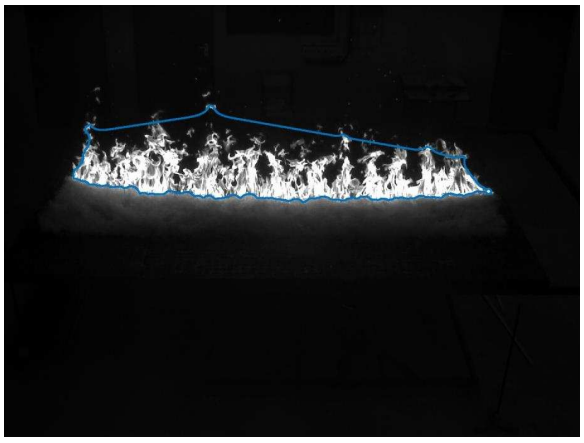
(b) Application d'un algorithme multi-Otsu



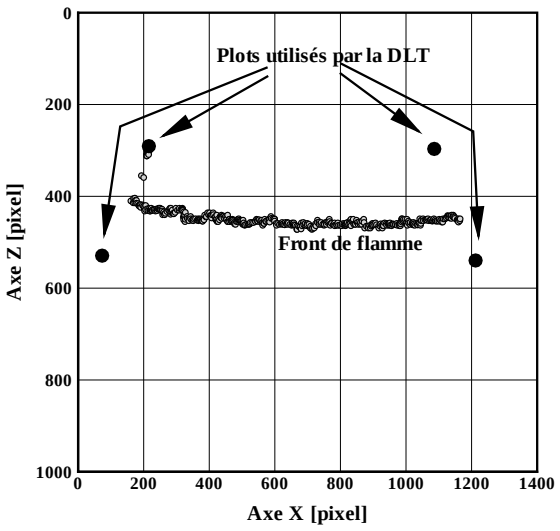
(c) Segmentation de l'image



(d) Création d'une enveloppe convexe

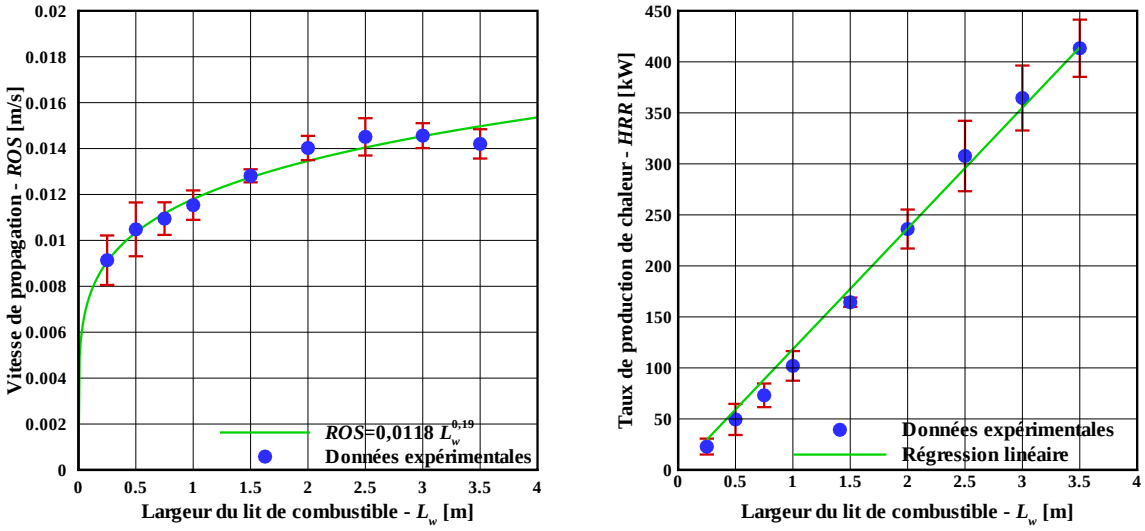


(e) Application d'un contour actif



(f) Mise en place d'une DLT

FIGURE 6.84 – Illustrations sur la mise en place de la frisure de bois pour un essai feu



(a) Vitesse de propagation

(b) Taux de production de chaleur

FIGURE 6.85 – Analyse de l'effet de la largeur du lit de combustible sur la dynamique de la propagation

Les valeurs de HRR peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 400 kW, ce qui donne une idée des premiers feux qui peuvent être réalisés au sein de la plateforme PROMETHEI.

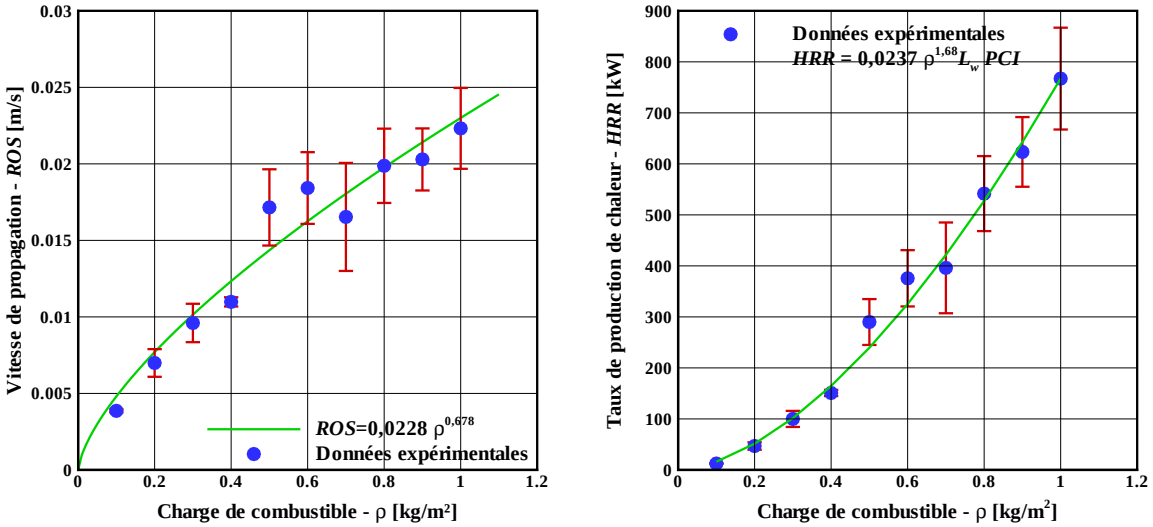
Le même genre d'analyse a été réalisé pour étudier l'effet de la charge de combustible sur la dynamique de la propagation du front de flammes. Pour ces essais, la largeur du lit de combustible a été fixée à 2 m et la charge testée entre 0,1 kg/m^2 et 1 kg/m^2. Pour ces essais, 10 charges différentes ont été considérées et chaque configuration a été réitérée 4 fois. La Figure 6.86 propose un exemple de résultats. La Figure 6.86(a) donne l'évolution du ROS en fonction de la charge de combustible et démontre très nettement que la vitesse de propagation est largement impactée par la charge en combustible avec des vitesses qui peuvent varier de 0,5 cm/s à plus de 2 cm/s. La tendance générale de cette évolution suggère encore une fois que la vitesse de propagation peut être représentée par une loi en puissance en fonction de la charge de la forme,

$$ROS = 0,0228\rho^{0,678} \tag{6.148}$$

La Figure 6.86(b) donne l'évolution du HRR en fonction de la charge en combustible. Ici, les puissances sont nettement plus importantes que celles qui avaient été obtenues sur l'étude de l'effet de la largeur du lit de combustible. Les puissances maximales atteintes sont proches de 800 kW/m^2. Ici, l'évolution du HRR n'est clairement pas linéaire mais présente toutes les caractéristiques d'une nouvelle loi de puissance en fonction de la charge de combustible. Cette remarque se justifie par l'expression du HRR à l'état stationnaire du front de flamme qui est décrite par,

$$HRR = ROS\ \rho\ PCI\ l_f \tag{6.149}$$

où ROS, ρ, PCI et l_f sont respectivement la vitesse de propagation, la charge de combustible, le pouvoir calorifique inférieur et la longueur du front de flamme. Il a été démontré dans les travaux de thèse d'Alexis Marchand que la longueur du front de flammes l_f est en général égale à la largeur



(a) Vitesse de propagation

(b) Taux de production de chaleur

FIGURE 6.86 – Analyse de l'effet de la charge de combustible sur la dynamique de la propagation

du lit de combustible L_w. En utilisant cette hypothèse simplificatrice et les résultats de la relation Eq.(6.148), le HRR peut être estimer par,

$$HRR = 0,0237\rho^{1,68} PCI\ L_w \tag{6.150}$$

Les essais réalisés au sein de PROMETHEI sont "bridés" par des configurations limites à ne pas dépasser pour assurer l'intégrité de notre plateforme expérimentale. Cette configuration correspond à une zone combustible de 2 m de large pour une charge de combustible de 1,5 kg/m^2. Si le domaine de validité de la relation Eq.(6.150) est toujours valable, le seuil de puissance des incendies qui peuvent être réalisés au sein de PROMETHEI sont de l'ordre de 1,5 kW.

Les deux analyses présentées précédemment ont démontré que la vitesse de propagation du front de flamme été corrélée via des lois de puissance à la largeur du lit de combustible (Cf. Relation Eq.(6.147)) et à la charge de combustible (Cf. Relation Eq.(6.148)). En utilisant les 85 expériences présentées précédemment et en appliquant une méthode de moindres carrés, nous avons proposé une corrélation liant la vitesse de propagation à L_w et ρ par,

$$HRR = 0,0198\rho^{0,713} L_w^{0,195} \tag{6.151}$$

L'erreur maximale commise entre les données expérimentales et les résultats estimés peut atteindre 52% mais l'erreur relative moyenne est de l'ordre de 8%. Pour tester la fiabilité de cette corrélation, 15 expériences de propagation ont été menées pour comparer les vitesses de propagation prédites et relevées expérimentalement. Les configurations de ces nouvelles expériences ont été sélectionnées aléatoirement pour des charges allant de 0,1 à 1 kg/m^2 et pour des largeurs de lits de combustible de 0,25 à 3,5 m. Les conditions des 15 nouvelles expériences qui ont été retenues sont listées dans la Table 6.20.

Les résultats de la comparaison des vitesses de propagation relevées et estimées par la relation Eq.(6.151) sont regroupés sur la Figure 6.87. Ce nouveau jeu de données présente une erreur relative moyenne de l'ordre de 15% pour des erreurs relatives maximales pouvant atteindre 43%.

Expérience	# 01	# 02	# 03	# 04	# 05	# 06	# 07	# 08
ρ [kg/m^2]	0,250	0,570	0,250	0,470	0,730	0,980	0,960	0,380
L_w [m]	2,70	2,50	3,00	2,50	1,50	2,50	0,90	0,50
ROS [cm/s] Expérimental	0,89	1,59	0,91	1,38	1,71	2,33	1,88	0,87
ROS [cm/s] Estimation	1,28	1,78	1,10	1,16	1,59	2,24	2,19	0,83

Expérience	# 09	# 10	# 11	# 12	# 13	# 14	# 15
ρ [kg/m^2]	0,220	0,200	0,190	0,110	0,150	0,520	0,160
L_w [m]	2,30	0,70	0,90	2,10	0,40	0,50	1,70
ROS [cm/s] Expérimental	0,79	0,59	0,59	0,47	0,43	1,09	0,59
ROS [cm/s] Estimation	0,87	0,41	0,56	0,42	0,33	1,17	0,62

TABLE 6.20 – Conditions expérimentales des 15 nouvelles expériences de propagation

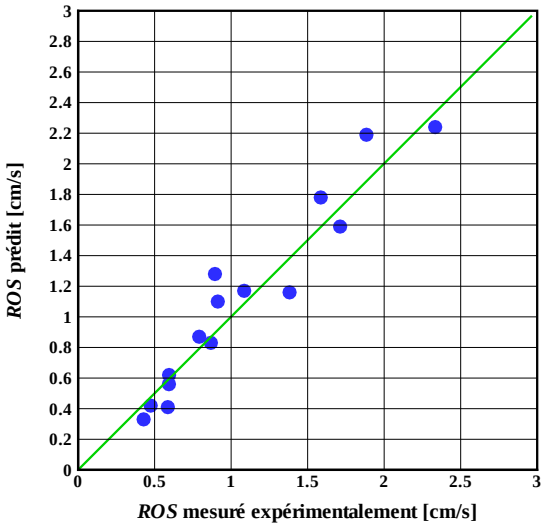


FIGURE 6.87 – Comparaison sur les 15 nouvelles expériences des vitesses de propagation du front de flammes prédites et mesurées

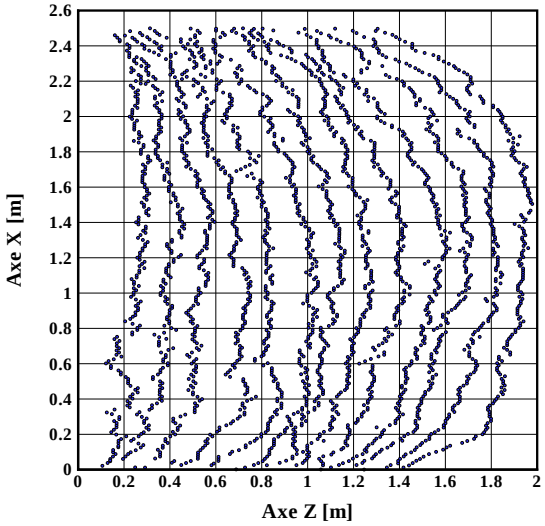


FIGURE 6.88 – Exemple de données disponibles sur la base de données LEMTA sur les feux de végétation - Exemple du fichier $experiment35.m$

La base de données regroupant les 85 expériences précédemment présentées est disponible en libre accès à partir du site internet du LEMTA (`http://lemta.univ-lorraine.fr/promethei_database.html`). Ces données fournissent entre autres la position du front de flammes au cours du temps pour une configuration donnée. Cette base de données recense des fichiers Matlab à l'intérieur desquels l'utilisateur trouvera au niveau des $headers$ la description complète de la configuration (la charge de combustible, l'humidité de l'air, l'humidité du combustible, la température de l'air, la pente, la consigne pour un vent, les dimensions du lit de combustible). La suite du fichier contient deux matrices correspondant respectivement aux différents positions aux cours du temps du front avant et du front arrière. La première colonne de cette matrice est associée à la position selon l'axe X, la seconde à la position selon l'axe Z (axe de la propagation) et la troisième correspond au temps passé depuis l'allumage.

Un exemple de front avant est donné par la Figure 6.88, extrait du fichier $experiment35.m$. Chaque tracé correspond à un front de flamme avant relevé toutes les 10 secondes. Cette configuration correspond à une charge de 0,5 kg/m^2 et à une largeur de lit de combustible de 2,5 m.

L'opération Scientifique "Feux" du LEMTA a décidé de laisser en libre accès pour permettre à chaque modélisateur de pouvoir calibrer ou valider son approche / modèle à partir d'expériences de propagation richement documentées.

Les efforts entrepris pendant une période de 6 années (2010/2016) ont permis de mettre en place une plateforme expérimentale exclusivement dédiée aux feux de végétation en associant des métrologies par caméras visibles, par spectrométrie et par thermométrie. Cette structure nous a permis de réaliser des expériences de propagation de feux de végétation dans des conditions quasi-parfaitement maitrisées et sur un combustible bien caractérisé tant sur ces propriétés géométriques que physiques. L'accumulation de toutes ces données permet dans le cadre du développement d'un modèle de propagation de calibrer ou de valider l'approche mise en place.

6.5.5 Développement d'un nouveau modèle de propagation pour les feux de végétation

Le modèle de propagation de feux de végétation initialement développé au LEMTA est un modèle physique reposant sur deux équations bilan (masse et énergie). Ces équations nécessitent de connaître un nombre important de propriétés physiques sur la végétation, sur les flammes, ... pour réaliser une propagation d'incendie (comme cela a été présenté dans l'une des sous-sections précédentes). Rappelons que ce jeu d'équations a été obtenu par un processus de changement d'échelle qui rend certaines grandeurs "non-mesurables", comme la température du milieu homogène équivalent associant la végétation à l'air ambiant sous la forme d'un seul et même milieu.

En 2012, ces différentes contraintes nous ont conduit à changer de stratégie pour développer un modèle de propagation en utilisant une approche de type réseau de "petits mondes". Ce type de modèles appartient à la classe des automates cellulaires. Les caractéristiques liées à ces approches sont,

- une discrétisation spatiale du milieu considéré (création de cellules élémentaires) ;
- une discrétisation temporelle de l'espace des temps ;
- une définition discrète des différents états des cellules ;
- l'établissement de lois de transitions entre les différents états.

Les automates cellulaires ont été utilisés pour la première fois dans le cadre de l'étude des feux de végétation par Albinet *et col.* [72] en 1986. Depuis, cette classe de modèles n'a cessé de démontrer toutes ses potentialités, notamment depuis le développement de la théorie du réseau de "petit monde" introduite par Watts et Strogatz en 1998, appliquée initialement en épidémiologie et en sociologie. En France, les travaux de l'IUSTI ont été les premiers à introduire ce concept et à démontrer / à développer les contributions des transferts radiatif et convectif, de prendre les effets de la pente et de vent et de prendre en considération les émissions des escarbilles (ou brandons).

L'avantage majeur de ces approches est la facilité de mise en place d'un point vue informatique pour traiter un problème physique donné. Néanmoins, la principale difficulté de ces modèles reste l'établissement des lois de transitions en lien avec la dynamique physique du problème. En effet, ce type d'approches étant purement mathématiques (voire même algorithmique) toutes notions liées au débit de pyrolyse du combustible ou au flux thermique sont écartées au profit de fonctions de distribution et de temps adimensionnés.

Le nouveau modèle de réseaux de "petit monde" développé au LEMTA a été mise en place à l'occasion des travaux de thèse d'Alexis Marchand au cours des années 2013 - 2016. Plusieurs versions ont été élaborées et testées, et seule la dernière version sera ici présentée. Le principe du modèle qui a été développé au LEMTA est le suivant :

- Le milieu modélisé (la zone combustible) est décomposé en cellules élémentaires (cellules carrées ou hexagonales) toutes de même surface ;
- Chaque cellule peut évoluer selon différents états qui sont : 0-Ne peut pas bruler, 1-Combustible non dégradé, 2-Combustible en train de se dégrader, 3-Combustible en feu, 4-Combustible brulé.
- L'état des cellules est représenté par une grandeur adimensionnée, notée τ_j pour la cellule j qui répond à l'équation bilan suivante,

$$\frac{\mathrm{d}\,\tau_j}{\mathrm{d}\,t} = \int_{S\in\{\text{Zone en feu}\}} H\left(||\mathbf{x}_j - \mathbf{x}||\right) \mathrm{d}\,S \tag{6.152}$$

  où $\mathrm{d}\,S$ est un élément de la zone en feu situé à la position $\mathbf{x}$. La fonction H est une distribution définie dans ce qui suit ;
- Le seuil de passage pour une cellule donnée de l'état 2 à l'état 3 est τ_c et celui de l'état 3 à l'état 4 est $\tau_c + \tau_d$;

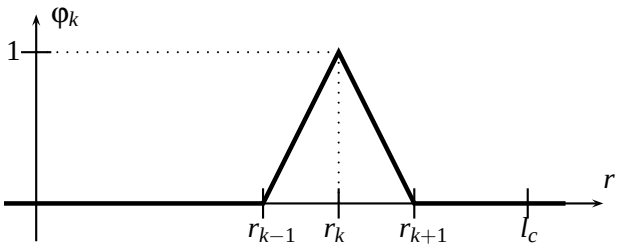


FIGURE 6.89 – Représentation de la fonction φ_k

- Pour une cellule donnée, l'évolution au cours du temps de la grandeur adimensionnée τ_j est donnée par,

$$\tau_j^{t+\Delta t} = \tau_j^t + \Delta\tau_j \tag{6.153}$$

  $\Delta\tau_j$ correspond à l'incrément sur τ pour un pas de temps Δt de toutes les cellules en "feu" (état 3) qui se trouvent dans le voisinage de la cellule j en respectant une fonction de distribution ;
- Lorsqu'une cellule i est en feu (état 3), cette dernière va contribuer à faire évoluer les grandeurs adimensionnées de ses cellules voisines selon une distribution isotrope (sans présence de pente, ni de vent) selon une fonction continue et affine par morceaux représentée de la façon suivante :

$$H(x) = \frac{G(x)}{I_{\text{tot}}} \tag{6.154}$$

avec,

$$G(r) = \sum_{k=1}^{N} \alpha_k \varphi_k(r) \tag{6.155}$$

et

$$I_{\text{tot}} = \int_{r=0}^{+\infty} G(r)\, 2\pi r \mathrm{d}r \tag{6.156}$$

Ces fonctions φ_k sont définies sur la base de sommets r_k équi-répartis sur l'axe r, par un pas noté h. Pour des raisons pratiques, la zone d'influence d'une cellule en "feu" est bornée par une distance de coupure, notée l_c.
Les fonctions φ_k sont connues, pour ceux qui pratiquent les éléments finis, comme des fonctions "chapeaux" (éléments P_1) définies sur un domaine donné $[0, l_c]$ par,

$$\varphi_k(r) = \begin{cases} 1, & \text{si } r = r_k \\ 0, & \text{si } r < 0 \text{ ou } l_c < r \\ \dfrac{r - r_k + h}{h}, & \text{si } r_{k-1} \leq r \leq r_k \\ \dfrac{r_k + h - r}{h}, & \text{si } r_k \leq r \leq r_{k+1} \\ 0, & \text{sinon} \end{cases}$$

L'association des N fonctions "chapeaux" permet de créer une base et garantit que la fonction H reconstruite par la relation Eq.(6.154) est bien une fonction continue entre $[0, l_c]$ et affine par morceaux. Cette fonction est alors définie par ses coefficients α_k. Par définition, ces coefficients sont choisis sur un domaine entre $[0, 1]$.

N_p	N_t	K	N	τ_c [-]	τ_d [-]	α_k [-]
40	1000	4	17	1 - 20	1 - 15	0 - 1

TABLE 6.21 – Paramètres utilisés par l'algorithme d'optimisation et les différents espaces de phase des paramètres recherchés

La fonction H représente ici une fonction de distribution modélisant la contribution d'une cellule en "feu" selon la distance d'éloignement de son voisinage. Elle nécessite donc obligatoirement d'être décroissante, impliquant que les coefficients α_k vérifient la relation d'ordre suivante, $\alpha_1 \leq \alpha_2 \leq \cdots \leq \alpha_N$.
Ainsi, le calcul de l'incrément $\Delta\tau_j^t$ est calculé à partir de toutes les fonctions de distribution normalisée H des cellules voisines en "feu" par,

$$\Delta\tau_j^t = H(0)\,\delta(\tau_c \leq \tau_j \leq \tau_c + \tau_d)\,\Delta S\Delta t + \sum_{i\in\{\text{cellules en feu}\}} H(r_{ij})\,\Delta S\Delta t \qquad (6.157)$$

où r_{ij} est la distance séparant la cellule j considérée de la cellule i en "feu". ΔS et Δt sont respectivement la surface d'une cellule élémentaire et le pas de temps. La fonction δ représente, quant à elle, la fonction de Dirac.

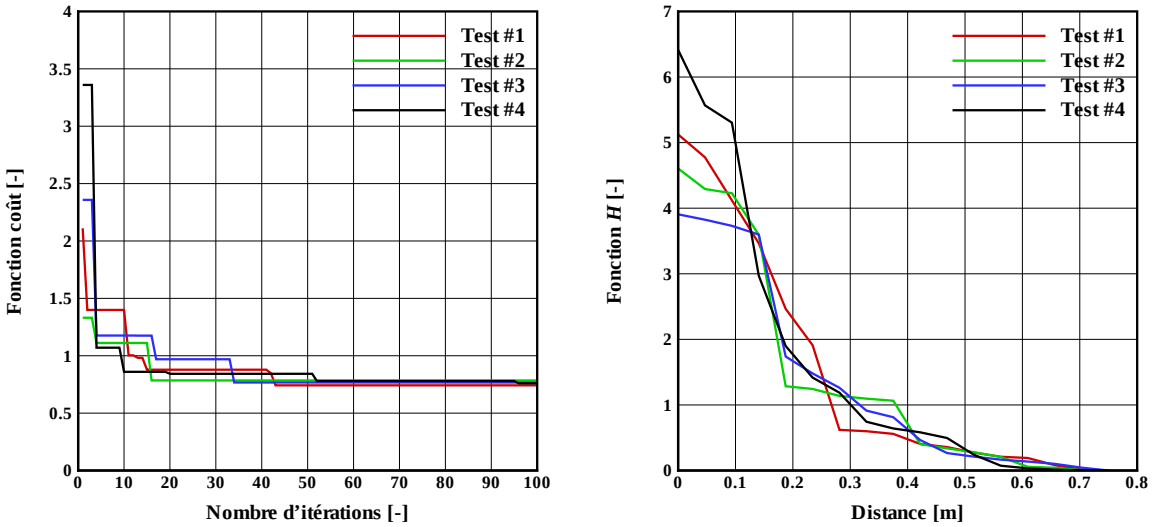
Cette modélisation de la propagation des incendies par réseaux de "petits mondes" est très similaire au modèle de base qui a été développé à l'IUSTI, notamment en ce qui concerne la définition des deux grandeurs adimensionnées (ou temps adimensionnés) τ_c et τ_d. La différence entre nos deux approches réside principalement dans la définition de l'influence d'une cellule en feu : pour le modèle de l'IUSTI, cette distribution s'effectue en prenant la contribution radiative (sous la forme d'une flamme solide via l'expression d'un facteur de forme) d'un site en feu auquel on ajoute éventuellement la contribution d'un flux convectif qui serait imputable à la présence d'une pente ou d'un vent ; pour le modèle qui nous concerne, cette fonction de distribution possède une forme qui n'est pas imposée. Elle devra donc être calibrée via notamment des expériences de propagation qui auront été réalisées au sein de la plateforme PROMETHEI.

Le modèle de propagation de feux de végétation que nous proposons nécessite donc une phase de calibration des paramètres. Parmi les grandeurs à identifier, nous pouvons recenser les deux grandeurs adimensionnées τ_c et τ_d, ainsi que les N coefficients α_k nécessaires pour définir la contribution d'une cellule en feu.

L'identification de paramètres a été réalisée à l'aide d'un algorithme d'essaims particulaires, présentées dans une section précédente. La fonction "coût" qui doit être minimisée doit prendre en compte au maximum les données que nous avons relevées lors des 45 expériences ($N_{exp} = 45$) qui ont été menées au sein de la plateforme PROMETHEI sur l'étude de la largeur du lit de combustible. Deux données ont été sélectionnées pour cette identification de paramètres : la vitesse de propagation ROS et l'épaisseur du front de flamme e. L'expression de la fonction coût a donc pris la forme suivante,

$$F_{\text{cout}} = \sum_{i=1}^{N_{exp}} \left(\left| \frac{ROS_i^{\text{exp}} - ROS_i^{\text{num}}}{ROS_\infty^{\text{exp}}} \right| + \left| \frac{e_i^{\text{exp}} - e_i^{\text{num}}}{e_\infty^{\text{exp}}} \right| \right) \qquad (6.158)$$

La division de chaque erreur absolue commise sur la vitesse de propagation ou sur l'épaisseur par les valeurs qui seraient attendues si la largeur du lit de combustible était suffisamment grande (respectivement ROS_∞^{exp} et e_∞^{exp}) permet de sommer les erreurs commises sur les deux critères pour ne former qu'une seule fonction coût.



(a) Evolution de la fonction coût en fonction des différentes itérations de l'algorithme d'évolution

(b) Fonctions de distribution identifiées pour chaque essai

FIGURE 6.90 – Résultats de l'algorithme d'identification de paramètres

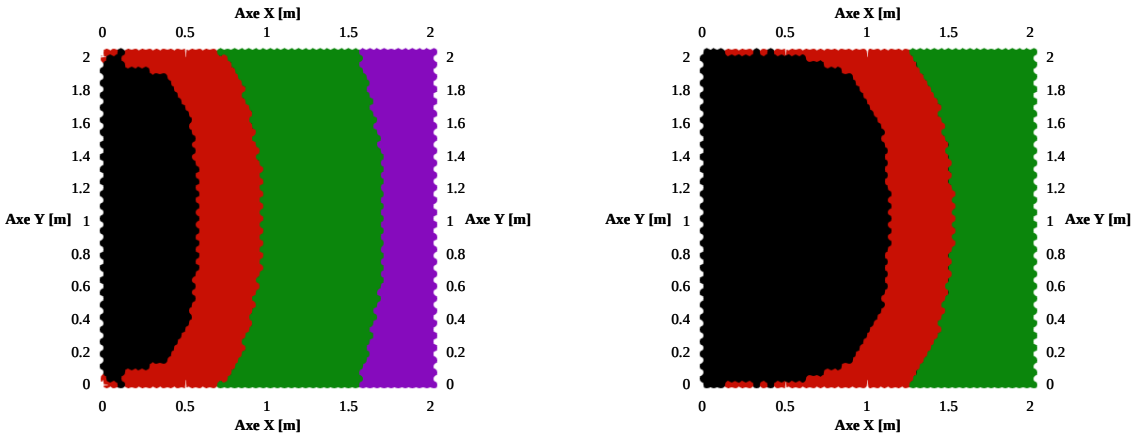
Les paramètres utilisés par l'algorithme d'essaims particulaires sont précisés dans la Table 6.21. Rappelons que N_p est le nombre d'abeilles utilisées pour effectuer la recherche, N_t le nombre de fois que l'algorithme d'évolution est appliqué au maximum, K le nombre d'informatrices et N le nombre total de coefficient α_k de la fonction de distribution. La distance de coupure, l_c, est fixée à 0,75 m. Le Table 6.21 précise également les différents domaines de recherche qui sont utilisés pour effectuer l'identification de paramètres. La zone de combustible est représentée par des cellules hexagonales de 2,5 cm de côté.

La Figure 6.90(a) donne pour 4 essais répétés d'identification de paramètres, les évolutions des différentes fonctions coûts durant le processus d'optimisation. Cette figure démontre que l'ensemble des essais tend vers des niveaux de fonctions coûts comparables entre 0,705 et 0,715 (Cf. Table 6.22), ce qui démontre la robustesse du processus d'identification au bout de 1000 itérations. Les valeurs identifiées pour τ_c et τ_d sont également très proches pour chaque essai (Cf. Table 6.22) et montrent de faibles dispersions qui sont inférieures à 5%. Enfin, la Figure 6.90(b) donne les évolutions des différentes fonctions de distribution qui ont été identifiées. Cette figure montre clairement des différences au niveau des valeurs où r est proche de 0, puis au-delà de 0,15 cm les fonctions semblent concorder. Ces écarts sur les valeurs maximales atteintes par les fonctions de distribution relèvent plus d'un problème de sensibilité du modèle de propagation que d'une difficulté rencontrée par l'algorithme d'identification. Le travail réalisé par Alexis Marchand durant sa thèse, a permis de démontrer que les fonctions de distribution ainsi identifiées, n'ont aucune similitude avec les allures de facteurs de forme relatifs aux flammes solides ou aux flammes semi-transparentes. Cette observation prouve que les fonctions de distribution utilisées dans le cadre de ce nouveau modèle prennent en compte les transferts de chaleur de manière globale, sans pouvoir dissocier la partie radiative et la partie convective.

La Table 6.22 donne pour les 4 tests d'identification réalisés les valeurs de τ_c et τ_d qui ont été relevées. Ces données montrent que les valeurs identifiées varient de moins de 10% de leur valeur

Test	F_{cout}	τ_d	τ_c
#1	0,705	16,40	5,31
#2	0,715	16,11	5,56
#3	0,702	15,95	5,52
#4	0,705	16,48	5,10

TABLE 6.22 – Différentes valeurs obtenues pour F_{cout}, τ_c et τ_d pour les différents essais considérés



(a) t = 80 s (b) t = 120 s

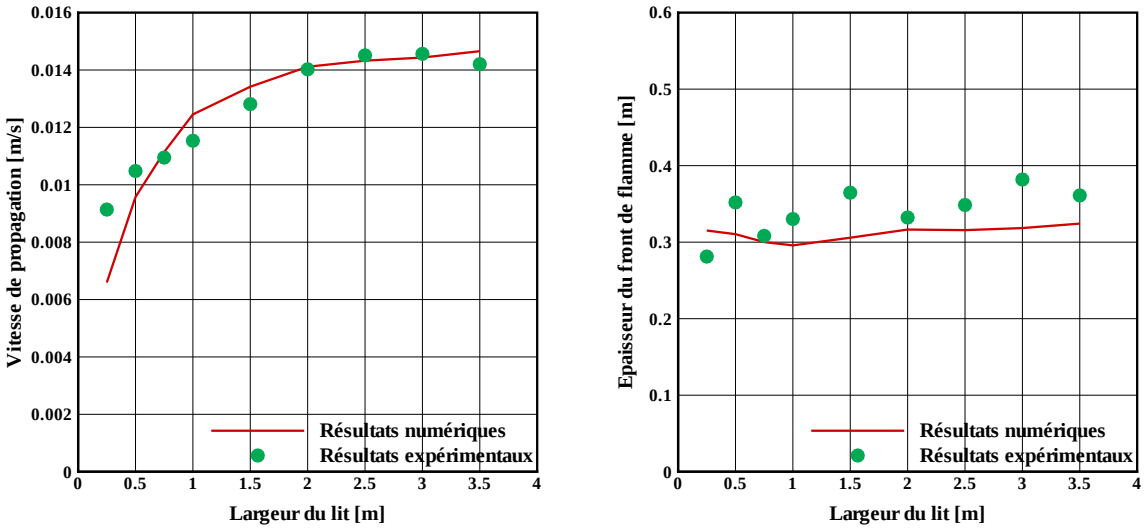
FIGURE 6.91 – Positions du front de flammes pour une propagation sur un lit de combustible de 2 m x 2 m (Etats : 1-Mauve, 2-Vert, 3-Rouge, 4-Noir)

moyenne ce qui montre la pertinence du processus d'identification.

Pour analyser la qualité des estimations produites, les paramètres du Test #3 ont été utilisés pour réaliser les différentes configurations de propagation sur l'effet de la largeur du lit de combustible (prise en compte de 9 largeurs différentes pour le lit de combustible). La Figure 6.91 donne des exemples de résultats fournis par le modèle de propagation pour deux instants différents, t = 80 s et t = 120 s sur une configuration d'un lit de combustible de 2 m de large. La Figure 6.91 montre clairement que le profil du front de flammes est parabolique. La Figure 6.92 propose une synthèse des résultats numériques sur la vitesse de propagation et l'épaisseur du front de flammes qui ont été estimées. La Figure 6.92 reprend également des données expérimentales qui ont été utilisées pour réaliser l'identification de paramètres.

On constate alors que le modèle reproduit très bien le comportement de la vitesse de propagation et de l'épaisseur du front de flammes pour les différentes largeurs qui ont été testées. Cet exemple de résultats démontre que ce genre de modèle de propagation est tout à fait apte à reproduire les expériences de propagation d'incendie qui sont réalisées sur la plateforme PROMETHEI.

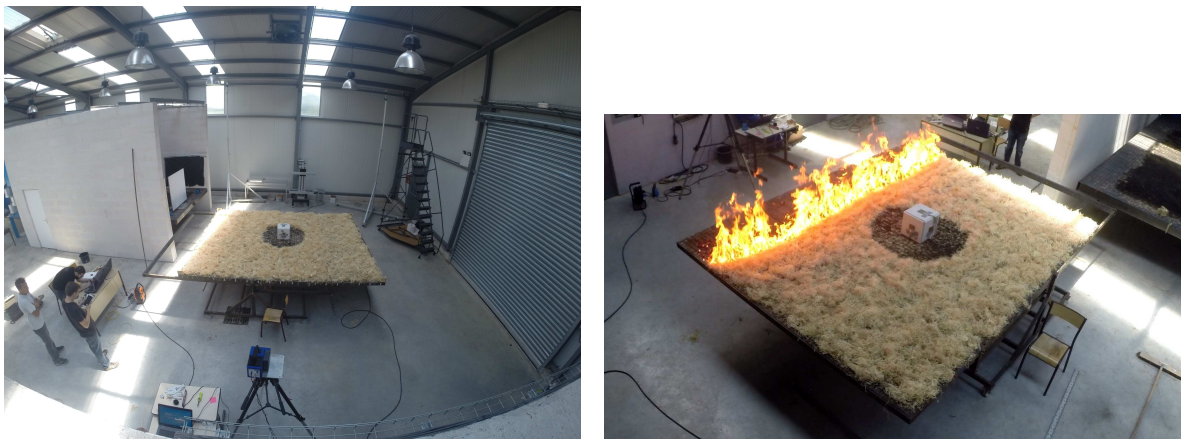
En guise de validation du modèle de propagation, nous avons réalisé une série d'expériences de propagation qui se différencient de celles qui sont utilisées pour la calibration du modèle par leurs configurations "atypiques". L'expérience qui est présentée dans ce document est celle d'une propagation autour d'une zone de coupure de combustible. Ici, le lit de combustible est de dimensions 3 m x 3,7 m au centre duquel est positionnée une zone circulaire de 50 cm de rayon totalement dépourvue de combustible (Cf. Figure 6.93(b)). L'idée est de comparer les données expérimentales aux résultats numériques de la position du front de flammes lorsque ce dernier contourne la coupure de



(a) Comparaison sur la vitesse de propagation

(b) Comparaisons sur l'épaisseur du front de flammes

FIGURE 6.92 – Résultats de propagation en utilisant les paramètres identifiés du Test #3



(a) Dispositif expérimental

(b) Exemple d'un test de propagation

FIGURE 6.93 – Photos du dispositif expérimental pour une zone de coupure de combustible circulaire de 0,5 m de rayon

combustible.

Les données expérimentales et numériques ont été calées de façon à ce que $t_{\text{ref}} = 0$ s lorsque le front de flamme dépasse la position $X = 0{,}5$ m. La Figure 6.94 propose ensuite une comparaison des positions des fronts de flammes (numérique et expérimental) à des temps de 36 s, 76 s 116 s et 156 s représentatifs du franchissement de l'obstacle (coupure de combustible).

On observe alors un bon accord entre les positions des deux fronts de flammes pour les différents temps. La forme centrale du front de flammes est bien décrite par le modèle. Cependant, une différence peut être observée aux bords du lit de combustible. Le front est alors plus incurvé dans les expériences que dans le cas du modèle de propagation, très certainement au raison d'effets de bords. En effet, cette différence peut s'expliquer en partie par des mouvements d'air entrainé (observés visuellement lors des expériences). Le combustible est alors refroidi et les flammes sont inclinées vers le centre du lit de combustible.

On constate également que l'épaisseur du front de flamme obtenu avec le modèle est plus importante que dans la réalité. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la calibration du modèle prend en compte les épaisseurs mesurées expérimentalement et que ces mesures sont influencées par la présence des braises à l'arrière du front de flamme.

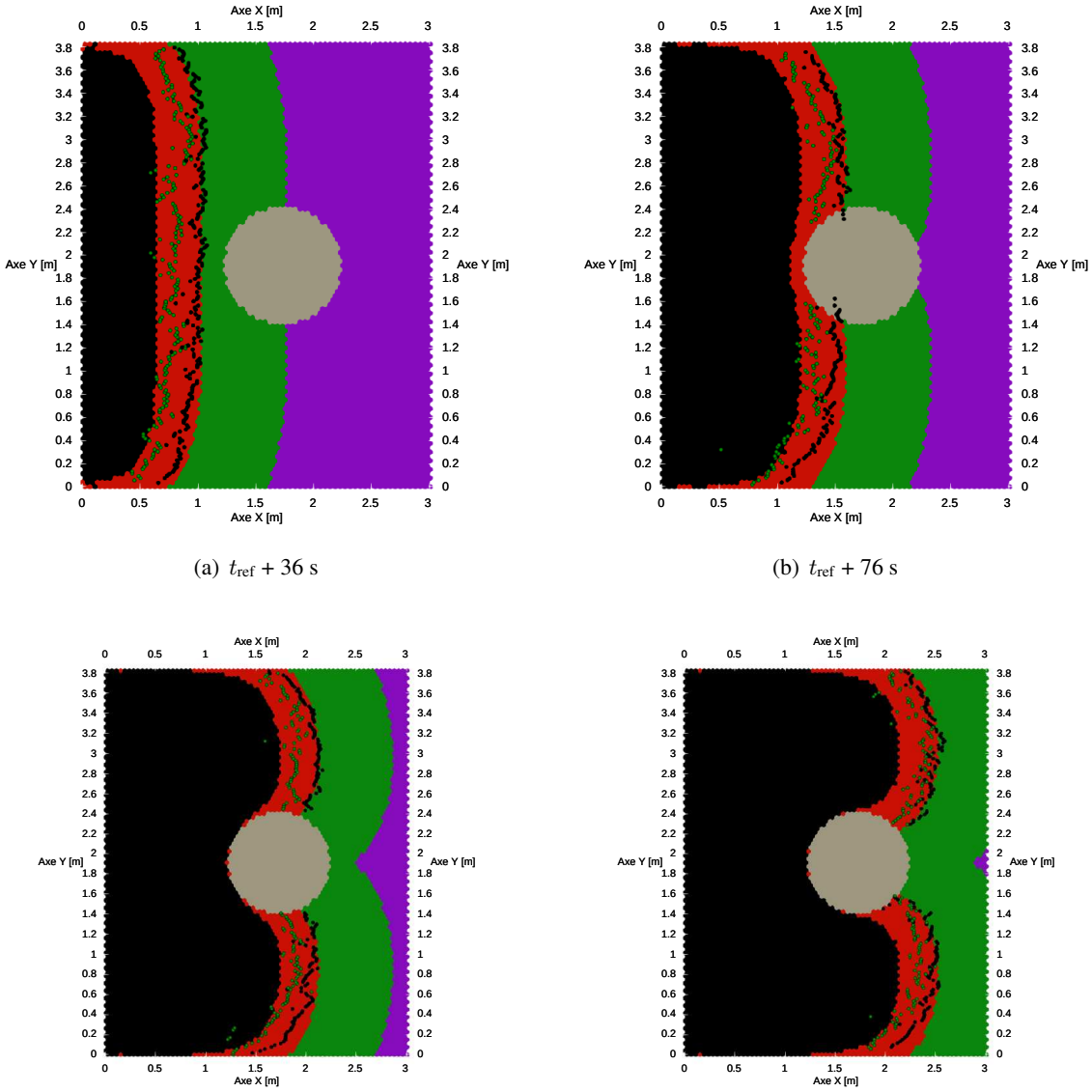
6.5.6 Bilan et perspectives sur l'étude de la propagation des feux de végétation

Le travail qui a été entrepris depuis ces dernières années au LEMTA sur les feux de végétation a permis de mieux cerner et parfaire notre connaissance du modèle qui avait été précédemment développé par Olivier Séro-Guillaume *et col.* [58] Les études ont permis notamment,

- de déceler les paramètres influents et non-influents du modèle de propagation par une analyse de sensibilité globale. Ce type d'approche permet alors d'identifier quels sont les paramètres entrants du modèle sur lesquels une attention toute particulière doit être apportée pour garantir une calibration correcte du modèle ;
- de positionner ce modèle de propagation "physique" parmi les différentes classes de modèles existant. Il a été démontré notamment que l'extension du modèle physique pour en faire un "automate cellulaire" nécessite un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, comme notamment, considérer que la température de la phase solide est constante au cours de la dégradation thermique.

En complément des travaux numériques entrepris ces dernières années, notre Opération Scientifique "Feu" a développé de nouvelles compétences relatives aux essais expérimentaux de propagation d'incendie. Nous disposons maintenant d'une plateforme métrologique exclusivement dédiée aux feux de végétation et richement équipée en terme de métrologie (thermométrie, fluxmétrie, imagerie, ...). Cette plateforme nous a permis de réaliser deux premières campagnes d'essais relatives à l'étude de l'effet de la largeur du lit de combustible et à celui de la charge de la végétation sur la dynamique de propagation du front de flammes.

Enfin, ces données expérimentales nous ont permis d'imaginer une nouvelle approche de modèle de propagation basée sur la classe de modèles du type "automate cellulaire" et notamment sur celle des réseaux de "petits mondes". La particularité de notre modèle est la présence d'une fonction de distribution (à calibrer) qui rend compte de l'influence d'une cellule en feu sur ses voisines. Cette fonction de distribution peut être quelconque tant qu'elle reste une fonction continue et affine par morceaux en fonction de la distance d'éloignement de la cellule en feu. Cette généralisation peut prendre en compte, sous une forme masquée, les contributions des transferts de chaleur par rayonnement et par convection. Néanmoins, cette approche nécessite de calibrer le modèle à l'aide de nombreuses expériences de propagation pour identifier l'ensemble des paramètres du modèle de propagation. Le dernier exemple



(a) t_{ref} + 36 s

(b) t_{ref} + 76 s

(c) t_{ref} + 116 s

(d) t_{ref} + 156 s

FIGURE 6.94 – Comparaison des positions du front avant (points noirs) et front arrière (points verts) avec les données expérimentales (Etats des cellules : 1-Mauve, 2-Vert, 3-Rouge, 4-Noir)

présenté sur le suivi d'un front de flamme autour d'une zone de coupure de combustible a démontré toute la pertinence de cette approche.

La poursuite du travail sur les feux de végétation est envisagée, du point de vue de la modélisation, par la prise en compte des effets de pente et de vent au sein de notre modèle de propagation. Dans cette configuration, l'allure de notre fonction de distribution, H, devra être de nouveau estimée, car les contributions de la pente et du vent sur la dynamique de la propagation du front de flammes, la rendant anisotrope. Nous devrons dès lors imaginer un nouveau mode de représentation pour cette fonction de distribution, H.

Du point de vue expérimental, une étude sera développée associant nos compétences en terme de PIV et de spectrométrie pour analyser les contributions réelles des différents modes de transfert de chaleur. L'idée sera, par exemple, de quantifier le rôle du rayonnement par rapport au transfert de chaleur global pour différentes situations, en combinant à la fois les effets liés à la pente et au vent.

Combust. Sci. and Tech., 183: 347–369, 2011
Copyright © Taylor & Francis Group, LLC
ISSN: 0010-2202 print/1563-521X online
DOI: 10.1080/00102202.2010.508476

Taylor & Francis
Taylor & Francis Group

A PHYSICAL-BASED CELLULAR AUTOMATON MODEL FOR FOREST-FIRE PROPAGATION

A. Collin, D. Bernardin, and O. Séro-Guillaume
LEMTA, Nancy-Université, CNRS, France

Many previous works have been dedicated to the modeling of forest fires (or bush fires) using cellular automata (CA). Usually the transition rules used by the CA are either set or obtained by identification from experimental results. The main drawback of CA model for forest fires is the lack of sound knowledge on these transition rules. This work presents a physical model containing the main physical processes involved in bush fire propagation—convection, radiative transfer (nonlocal), and pyrolysis degradation—to define the neighborhood and the transition rule tables needed by the CA. These transitions can then be expressed as functions of the properties of vegetation and flames. On the basis on this model, a study is carried out to analyze the combined effects of humidity and occupation density of vegetation on the fire propagation. Several thresholds on these parameters have been defined to understand for which conditions the fire propagates indefinitely.

Keywords: Cellular automata; Fire spreads; Forest fires; Percolation threshold

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

1. INTRODUCTION

Every year, several million hectares of forest disappear in many places around the world. It is commonly accepted that forest fire is a natural part of the ecosystem of numerous wildlands and may lead to positive consequences (Yassemi et al., 2008). However, forest fires cause large-scale damage to private or public property, destroying many homes and causing deaths, particularly when they reach urban communities, especially in Europe where the population density is very high. These human and socioeconomic consequences increase the demand to improve the knowledge on the fire behavior.

These last decades, the fire science holds all the scientific community attention in order to understand propagation of forest fires. Several simulation models have been developed to better understand the behavior and the effects of the fire. These models can be classified according to their aim and the scales that are supposed to be modeled. The surveys of the most important works in wildland fire propagation modeling have been recently conducted by Pastor et al (2003) and Sullivan (2009a, 2009b, 2009c).

Received 9 December 2009; revised 8 April 2010; accepted 12 July 2010.
Address correspondence to A. Collin, LEMTA, Nancy-Université, 2 Avenue de la Forêt de Haye, BP 160, 54504 Vandœuvre lès Nancy Cedex, France. E-mail: anthony.collin@ensem.inpl-nancy.fr

The models can be used at different steps of the fire management:

- before crisis, for the local authorities, in determining the local fire risk factor in order to improve their infrastructures,
- during crisis, for the firefighters, in helping the choice of the decisions concerning the fire equipment deployment, and
- after crisis, for the local authorities, in supporting the reconstruction project after a disaster.

Ignition and propagation of forest fires are complex phenomena involving several scales whose ranges go from micrometers to several kilometers. For the sake of completeness, the scale definitions are recalled (see Séro-Guillaume and Margerit, 2002 for more details). The smallest scale is the microscopic one. At this level, the wood, which is the solid fuel, is a porous medium. It is composed of three phases: a solid phase, a liquid phase, and a gaseous phase. The main physical effects involved at this scale are the pyrolysis and the vaporization (or the drying) of the wood. The second scale could be called mesoscopic. At this level, all the elements of vegetation (needles, twigs, branches, leaves) and the air around them form a porous medium. There is an air flow and a wood outflow of combustible gas inside the pores. The geometry of the vegetation in the elementary cell plays a prominent part in the energy and momentum exchanges. In order to avoid geometrical complexity of description, a larger scale, the macroscopic one, can be considered related to the typical size of the vegetation or height of the flames. At this level, forest fuel is considered as a locally homogeneous medium composed of vegetal and gaseous components. Finally, for a fully developed fire, the range of the fire size is several hundred meters to several kilometers. At this scale, called gigascopic scale, the fire is affected by the topography and the wind. The vegetation appears as a boundary layer and the fire front is a one-dimensional line moving along a two-dimensional surface. This is the proper scale associated to propagation.

The different scales described previously are associated with different types of models. For example, at the microscopic level, the flow is driven by Darcy's law inside the solid fuel. A model at this scale is a thermal degradation model for a porous fuel (DiBlasi, 1993). The mesoscopic scale is not a relevant scale for obtaining a propagation model. Indeed the corresponding model contains the thermal degradation model cited above for the solid fuel and the usual balance equations for reactive media for the gaseous phase. This mesoscopic model can nevertheless be upscaled in order to obtain, at macroscopic scale, the combustion equations of an equivalent medium. According to the previous objectives and described scales, models can be classified in several categories (Séro-Guillaume et al., 2008; Sullivan, 2009a, 2009b, 2009c):

- **Detailed combustion models at macroscopic scale.** These models rely on several balance equations and they are multiphase combustion models in porous media (Grishin, 1997; Larini et al., 1998; Linn, 1997; Margerit and Séro-Guillaume, 2002; Séro-Guillaume and Margerit, 2002).
- **Propagation models.** These models aim at simulating the fire behavior at gigascopic scale. They can be empirical models on the basis of experiments from

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

laboratory setup (at laboratory or outdoor scale) or from the previous wildfires (Anderson et al., 1982; Catchpole et al., 1992; Hargrove et al., 2000; Richards, 1990; Rothermal 1972; Santoni and Balbid, 1998; Viegas et al., 1998). They predict mainly the rates of spread and the intensities of fires.

- A separate class of empirical or statistical models giving the burning zone are cellular automaton models that are considered more deeply later.
- **Physical models.** These models are based on the assumptions that the main processes involved in propagation are radiative transfer and pyrolysis. They consist of a Partial Differential Equation (PDE) system based on a global energy balance and a degradation or vegetation pyrolysis equation (Ferragut et al., 2006; Margerit and Séro-Guillaume, 2002).

The main advantage of the cellular automata is to model complex phenomena thanks to simple local rules. Cellular automata were first developed by Von Neumann (1966) to represent the evolution of complex systems. The system is represented by a grid or a lattice of cells where each cell is associated to a discrete state. The number of states for a given cell is finite. The modification of a cell state depends on a set of rules involving the state of the neighboring cells. Usually, cellular automata are synchronous. In other words, all cells modify their states simultaneously according to a discrete time step. These transition rules can be stochastic or deterministic. Few years ago, an extension from cellular automata has been introduced by Watts and Strogarz (1998). It is a network model called the small-world network. This new-cellular automaton is built from a regular network with nearest neighbors, in associating some long-range connections between two nonadjacent cells.

Cellular automaton models have been used to reproduce physical phenomena in numerous domains (Bandini et al., 2001): lattice gas (Bernardin et al., 1991; Frisch et al., 1986; Séro-Guillaume and Bernardin, 1990), studies of excitable media (Weimar et al., 1992a, 1992b), human or animal epidemic propagation (Morley and Chang, 2004; Zekri and Clerc, 2002), plant competition and invasion (Cannas et al., 2003; Matsinos and Troumbis, 2002), habitat fragmentation (Balzter et al., 1998), forest insect propagation (Bone et al., 2006). In the frame of the fire safety, the pedestrian traffic flow in fire evacuation (Yang et al., 2002) or the forest fire propagation (Hernandez and Encinas et al., 2007; Karafyllidis and Thanailakis, 1997) can be modelled by cellular automata. Cellular automata have also applications in fire behavior studies (Albinet et al., 1986; Goncaves and Diogo, 1994; Green, 1983; Green et al., 1990), for example, radiative transfer topography, wind, humidity influences (Margerit and Séro-Guillaume, 1998; Ohsuki and Keyes, 1986), heterogeneous landscapes (Hargrove et al., 2000), firebrand effects (Porterie et al., 2005; 2007), fuelbreak efficiency (Kaiss et al., 2007), integration of geographic information systems (Mathey et al., 2008; Yassemi et al., 2008), and wildland-urban interface (Spyratos et al., 2007).

However, finding appropriate rules for the cellular automaton model is a crucial task. The complex phenomenon modeled by cellular automata often hides the physics of the problem. Indeed, each model lies on several unknown and nonphysical parameters as dimensionless parameters, for example. The rules are either experimentally obtained at a laboratory or outdoor scale or defined by correlations, given by numerical simulations thanks to inverse method estimation.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

The originality of the present paper is to present how a new cellular automaton model can be built from a physical model. This work demonstrates how all the parameters needed by cellular automata are explicitly defined as a function of physical properties and analyses some of the related consequences. In the last part, the combined effects of humidity and vegetation occupation density on the fire propagation are investigated.

The paper is organized as follows. The necessary background in the reaction-diffusion model is given in Section 2. The modification of this model to produce a cellular automaton is presented in Section 3. Section 4 is devoted to several tests for the new model including the determination of the percolation thresholds according to humidity. The conclusions and some features of this work are drawn in Section 5.

2. REACTION DIFFUSION MODEL

The complete combustion model, from which the propagation model is derived has been already presented in previous works (Séro-Guillaume and Margerit, 2002). However, for the sake of completeness, the reaction-diffusion model is recalled (see Margerit and Séro-Guillaume, 2002; Séro-Guillaume et al., 2008, for more details).

Several hypotheses have been assumed. The first approximation is that the evaporation phase takes place at a constant temperature T_{ev}. The second is that the enthalpy variation due to pyrolysis is neglected. The last is that the radiative transfer is mainly due to the flame radiation. Using these assumptions, the fire behavior study is reduced to two balance equations:

$$\begin{cases} (1-\Phi)\rho(C_s + H_u C_l)\dfrac{\partial T}{\partial t} = \nabla\cdot(\lambda\nabla T) + h(T_a - T) + (1-\Phi)\rho\dfrac{\partial H_u}{\partial t}L_{ev}\delta_{T=T_{ev}} + M_r \\ \dfrac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad \text{when } T \geq T_{ig} \text{ and } \rho \geq \rho_{ext} \end{cases} \tag{1}$$

In these relations, T, T_{ev}, and T_{ig} correspond to the vegetation, the evaporation, and the ignition temperature, respectively. H_u represents the humidity, $\delta_{T=T_{ev}}$ the Dirac symbol, and M_r the total radiative flux coming from flame and which is absorbed by the vegetation. Moreover, ρ and ρ_{ext} are the actual and the residual vegetation densities, Φ is the porosity, C_s is the heat capacity of the solid phase constituting the vegetation, C_l is the heat capacity of water, h is the heat loss coefficient, λ is the modified thermal conductivity, T_a is the temperature of the gaseous ambient phase, and L_{ev} is the evaporation latent heat of water. A is the prefactor, R the ideal gas constant, and E the activation energy used in the Arrhenius law.

Equation (1) is written in its most complex form to simulate any stage of the fire spread. The fire propagation can be split into different stages. Figure (1) presents these zones for a point swept through by the fire front. The simplifications for each zone can be summed up as follows:

- Zone 0: vegetation is not affected by the fire front. T, ρ, and H_u are kept constant at their initial values;

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

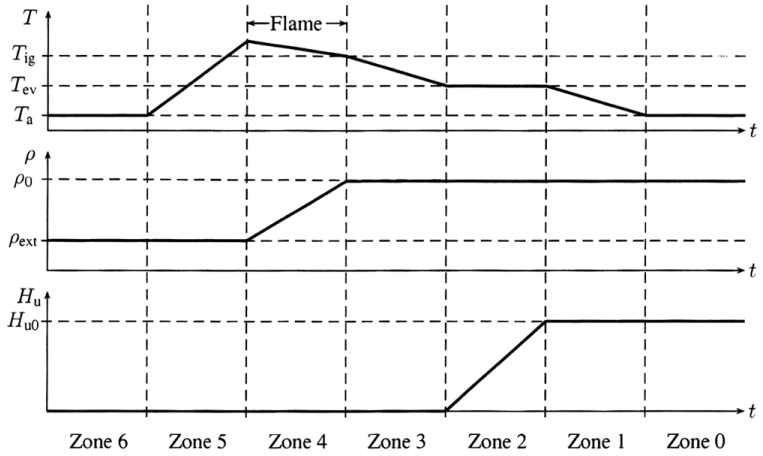


Figure 1 Example of representation for the different zones during a fire propagation.

- Zone 1: in the zone before the evaporation front, where $T < T_{ev}$ and $\rho > \rho_{ext}$:

$$(1-\Phi)\rho(C_s + H_u C_l)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + h(T_a - T) + M_r \tag{2}$$

where $H_u = H_{u0}$ is the initial humidity contained inside the vegetation.

- Zone 2: in the evaporation zone, where $T = T_{ev}$, $H_u > 0$, and $\rho > \rho_{ext}$,

$$-(1-\Phi)\rho\, L_{ev}\frac{\partial H_u}{\partial t} = h(T_a - T) + M_r \tag{3}$$

During this step, the humidity decreases from H_{u0} to 0.

- Zone 3: in the intermediary stage between the evaporation zone and the burning zone, where $T_{ev} < T < T_{ig}$, $H_u = 0$, and $\rho > \rho_{ext}$,

$$(1-\Phi)\rho C_s\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + h(T_a - T) + M_r \tag{4}$$

- Zone 4: in the burning zone, where $T > T_{ig}$, $H_u = 0$, and $\rho > \rho_{ext}$,

$$(1-\Phi)\rho C_s\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + h(T_a - T) + M_r \tag{5}$$

the variation of mass due to chemical reactions is taken into account by a Arrhenius law,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \tag{6}$$

- Zone 5: in the burnt zone, where $\rho = \rho_{ext}$,

$$(1-\Phi)\rho_{ext} C_s\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + h(T_a - T) + M_r \tag{7}$$

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

- Zone 6: residual vegetation is far from the fire front, T, ρ, and H_u are kept constant.

The radiative transfer is taken into account by term M_r and corresponds to the radiation absorbed by the vegetation set and emitted by flames. The vegetation is located at point M by vector $\mathbf{x}$ (cf. Figure 2). The unit vector $\mathbf{n}$ represents the normal to the ground at the receiving point M. The flame is supposed to be at constant known temperature T_f and has a length l_f. The fire front is located at the emitting point O (located at $\mathbf{y}$) according to S_f surface and represented by a vector $\mathbf{F}$. The angle between $\mathbf{F}$ and the vertical axis is noted α_f. Using the assumption that the fire front is thin, the radiative flux M_r is given by a 2D convolution integral whose integration domain is on the burning 2D surface denoted by S_f:

$$M_r(\mathbf{x}) = \int_{S_f} \varphi(\mathbf{y}) G(\mathbf{x}-\mathbf{y}) dS_y = K_f \frac{\sigma_s T_f^4}{\pi} \times \int_{S_f} \frac{\left(\mathbf{F}\left(1-\cos\theta_f\right) - \mathbf{w}\left(\cos\beta - \cos\left(\beta+\theta_f\right)\right)\right)\cdot \mathbf{n}}{r\sin^2\beta} dS_y \tag{8}$$

where K_f is the flame extinction coefficient, σ_s the Stefan-Boltzmann constant, r the distance between the flame location and the receiving point M, $\cos\beta = \mathbf{F}\cdot\frac{\mathbf{OM}}{r} = \mathbf{F}\cdot\mathbf{w}$, and cotan $\theta_f = -\text{cotan}\ \beta + \frac{r}{l_f \sin\beta}$. The Green function $G(\mathbf{y})$ tends to 0 when $||y|| \to +\infty$. Using this property, a cutting distance l_c is introduced for the numerical calculation of $M_r(\mathbf{x})$ (the sensitivity of this parameter on the fire propagation discussed later). Thanks to this equation, wind, topography, flame and vegetation properties, and weather can affect the fire spread. Actually, the $\mathbf{F}$ tilt vector takes into account the flame height, the wind orientation, and the slope (see Séro-Guillaume et al., 2008, for more details).

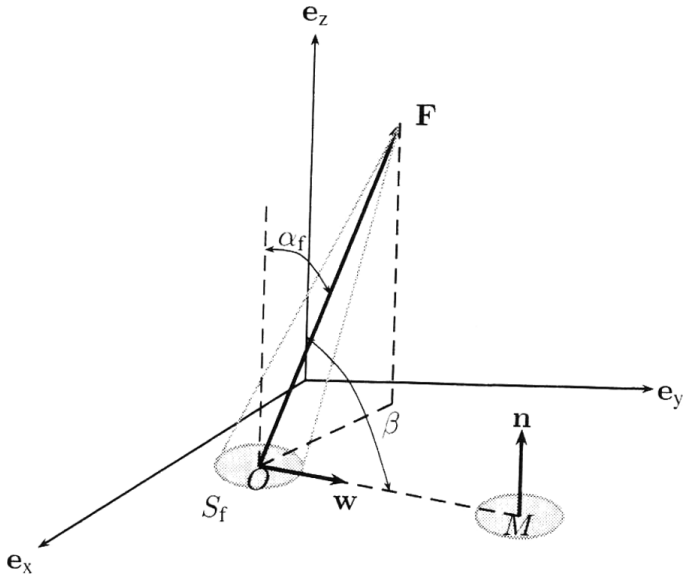


Figure 2 Geometrical configuration for radiation flame modeling.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

With this radiative model, the vegetation set is supposed to be an opaque surface that does not reflect any radiation. Thus, the vegetation is considered as a perfect absorber or a black surface. This assumption would be enhanced in including in this work recent analytical, experimental, and numerical results (Acem et al., 2009; Lamorlette et al., 2009; Monod et al., 2009), on radiative characterization of a vegetal set.

On the basis of this combustion model and in using the cellular automaton formalism, a new forest fire propagation model can be developed.

3. MODEL DESCRIPTION: NEW CELLULAR AUTOMATON

The aim of this section is to build a cellular automaton on the basis of the reaction diffusion model presented in the previous section. In this framework, the parameters of the cellular automaton are linked to the physical properties of the studied media.

The cellular automaton consists of a 2D-regular square lattice. At each site or cell of the lattice, a physical parameter corresponding to a dimensionless parameter, denoted τ, represents the cell state. For this work, the choice of these different states has been done:

- $\tau = 0$: burnable cell,
- $0 \leq \tau \leq 100$: heating cell, corresponds to Zone 1
- $100 \leq \tau \leq 200$: evaporating cell, corresponds to Zone 2
- $200 \leq \tau \leq 300$: heating and pyrolising cell, corresponds to Zone 3
- $300 \leq \tau \leq 400$: burning cell, corresponds to Zone 4
- $\tau = 400$: burnt cell, corresponds to Zone 5

Indeed, 100 units of dimensionless parameter are necessary to change the cell from one given state to another. The use of 100 units in order to represent each state is arbitrary and imposes the expressions of τ for each zones (theses expressions are soon presented). Nevertheless, the results obtained with this model do not depend on this choice. All these states are associated with the different zones presented in the previous section.

Several assumptions are done in this work:

1. Radiative transfer mainly contributes to heat transfer in forest fires. Consequently, convection and thermal diffusion are neglected at this stage.
2. The combustion takes place at a constant temperature T_c.

The interaction between two cells occurs by sending, at every time step, an amount of dimensionless parameter regarding to the states of these cells at the preceeding time step. The cell states are updated simultaneously at each discrete time step.

This cell neighborhood is not reduced to the immediate adjacent cells, such as Von Neumann (1996) or Moore (as recalled by Codd [1968]) but long-range interactions are taken into account due to radiative transfer. The distance separating a cell i from its most distant neighbor is the cutting distance l_c introduced previously. Beyond this cutting distance, the radiative transfer does not play an important role in heat transfer.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

Let us consider the evolution of a cell i as a function of a dimensionless parameter. Before drying step (cf. zone 1), temperature satisfies Eq. (2). Using the assumptions, the lost heat coefficient h and the conductivity λ are supposed to be null (related to the first assumption). The energy balance, Eq. (2), is averaged over cell i (using the Finite Volume Method) and is reduced to

$$(1-\Phi_i)\rho_i(C_s + H_{ui}C_l)\frac{\partial T_i}{\partial t} = M_{ri}(t) \tag{9}$$

Physical properties represent mean characteristics for cell i, including the temperature T_i. The term M_{ri} is the mean radiative flux absorbed by cell i and emitted by the flames located at cell i neighborhood. Using the mathematical features of Eq. (8) related to the burning zone, Eq. (9) can be written:

$$(1-\Phi_i)\rho_i(C_s + H_{ui}C_l)\frac{\partial T_i}{\partial t} = \sum_{j\in\mathcal{V}_i} M_{rij}(t) \tag{10}$$

where $\mathcal{V}_i$ represents the neighborhood of cell i and the term M_{rij} is the radiative flux absorbed by cell i when a flame is located at cell j. If cell j does not burn, then the M_{rij} term is equal to zero, or else the radiative contribution is obtained thanks to Eq. (8) by integration over cell j.

A dimensionless parameter is introduced and defined by $\tau = 100\frac{T_i - T_0}{T_{ev} - T_0}$ where T_i is the current temperature of cell i and T_0 the initial temperature. This expression is imposed by the state definitions previously presented. In this case, the two adjacent states are separated by 100 units of τ. This choice is purely arbitrary and has no consequence on the results because τ is considered to be a real variable. With the dimensionless parameter definition, Eq. (10) is simplified to

$$(1-\Phi_i)\rho_i(C_s + H_{ui}C_l)\frac{(T_{ev} - T_0)}{100}\frac{\partial \tau_i}{\partial t} = \sum_{j\in\mathcal{V}_i} M_{rij}(t) \tag{11}$$

Assuming weak variations of $M_{rij}(t)$ term according to time,

$$\frac{M_{rij}(t+\Delta t) - M_{rij}(t)}{M_{rij}(t+\Delta t)} << 1 \tag{12}$$

and employing a Euler scheme to approximate the derivative term, Eq. (11) is reduced to

$$(\Delta\tau_i)_{Zone\ 1} = 100\frac{\sum_{j\in\mathcal{V}_i} M_{rij}(t)}{(1-\Phi_i)\rho_i(C_s + H_{ui}C_l)(T_{ev} - T_0)}\Delta t \tag{13}$$

Nevertheless, if the sum $\sum_{j\in\mathcal{V}_i} M_{rij}(t)$ is kept constant during the time step, Eq. (13) is the exact solution of Eq. (11). Thanks to this last relationship, the

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

contribution of cell j on cell i variation can be defined by

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{Zone\ 1} = 100\frac{M_{rij}(t)}{(1-\Phi_i)\rho_i(C_s + H_{ui}C_l)(T_{ev} - T_0)}\Delta t \tag{14}$$

The expression $\frac{(1-\Phi_i)\rho_i(C_s+H_{ui}C_l)(T_{ev}-T_0)}{M_{rij}(t)}$ corresponds to the needed time to cell i in order to change from zone 1 (heating) to zone 2 (evaporation) in considering only the contribution of cell j. If several cells are ignited on the neighborhood of cell i, noted $\mathcal{V}_i$, the contributions of each burning cell affect the state evolution of cell i,

$$(\Delta\tau_i)_{Zone\ X} = \sum_{j\in\mathcal{V}_i}\left(\Delta\tau_i^j\right)_{Zone\ X} \tag{15}$$

This last relation is available for the zones 1–4. At the initial time, τ is equal to zero and rises during the heating zone to 100. Beyond this stage, cell i starts the evaporation process. For the zone 2, the dimensionless parameter definition is changed, $\tau = -100\frac{H_u - H_{u0}}{H_{u0}} + 100$. The calculation of the contribution from cell j to cell i is estimated by

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{Zone\ 2} = 100\frac{M_{rij}(t)}{(1-\Phi_i)\rho_i L_{ev} H_{u0}}\Delta t \tag{16}$$

During this stage, the dimensionless parameter rises from 100 to 200. Zone 3 looks like zone 1. The dimensionless parameter is established by the relation $\tau = 100\frac{T - T_{ev}}{T_{ig} - T_{ev}} + 200$. The calculation of the contribution from cell j to cell i is estimated by

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{Zone\ 3} = 100\frac{M_{rij}(t)}{(1-\Phi_i)\rho_i C_s(T_i - T_{ev})}\Delta t \tag{17}$$

Equations (14)–(17) assume that time step Δt is small enough to consider weak variations for radiative contribution M_{rij}.

In the last zone (zone 4), the variation of mass due to chemical reactions is supposed to occur with a constant temperature T_c, near to the flame temperature (related to the second assumption). This assumption involves an important aspect for the modeling. The Arrhenius law considered through Eq. (6) is substituted by a mass balance with a constant rate of degradation and does not now depend on the vegetation temperature. The new dimensionless parameter is evaluated by $\tau = 100\frac{\rho - \rho_0}{\rho_{ex} - \rho_0} + 300$. The contribution from cell j to cell i is estimated by

$$\left(\Delta\tau_i^j\right)_{Zone\ 4} = 100\frac{A\exp\left(\frac{E}{RT_c}\right)}{\ln\left(\frac{\rho_0}{\rho_{ex}}\right)}\Delta t \tag{18}$$

When cell i reaches the zone 4, it transfers radiation to every cell in its neighborhood. The contribution from cell i to the others must be taken into account in the

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

state evolutions of the other cells. Once the dimensionless parameter exceeds 400, the cell is totally burnt. The radiative contribution from cell i to the others, previously calculated, must disappear from the different state balances. Zone 5 is not taken into account because it does not play an important role in heat transfer to study the fire front.

The association of the definition of τ and the expressions $(\Delta\tau_i^j)_{Zone1}$, $(\Delta\tau_i^j)_{Zone\,2}$, $(\Delta\tau_i^j)_{Zone\,3}$, and $(\Delta\tau_i^j)_{Zone\,4}$ constitute the rules of the cellular automaton. The main advantage of these rules is that their formulations are given by physical expressions.

This new model is applied on several configurations in order to pinpoint the important roles of the vegetation occupation density and of the humidity.

4. NUMERICAL SIMULATIONS AND DISCUSSION

The results presented in this work deal with the ability of this new cellular automaton model to represent a real fire propagation. For the numerical study, a flat ground with dimensions 200 m in length and 200 m in width is considered. The used mesh is composed of a regular lattice of 201×201 cells. A mesh sensitivity test (not presented here) was carried out on the fire propagation simulations to ensure grid independence of the obtained results. The time step is set at 0.5 s. For the moment, wind and slope are not taken into account. The vegetation is assumed to be *Quercus Coccifera*, so-called Kermes Oak, and the associated load is set at $2.5\,\mathrm{kg/m^2}$ (ρ_i is equal to $25\,\mathrm{kg/m^2}$ and the porosity Φ_i is 0.9). The physical properties of the vegetation are given by the literature and previous works (Chetehouna et al., 2004a, 2004b; Margerit and Séro-Guillaume, 2002):

- $C_s = 2400\,\mathrm{J/kg/K}$
- $C_l = 4180\,\mathrm{J/kg/K}$
- $L_{ev} = 2.26\,\mathrm{MJ/kg}$

The evaporation and ignition temperatures are respectively defined as $T_{\mathrm{ev}} = 373\,\mathrm{K}$ and $T_{\mathrm{ig}} = 580\,\mathrm{K}$. For the combustion, the Arrhenius parameters are given by:

- $A = 5000\,\mathrm{s^{-1}}$
- $E = 1.398 \times 10^5\,\mathrm{J/mol}$
- $T_{\mathrm{c}} = 1400\,\mathrm{K}$

Concerning the flame generated by the combustion, its features are known thanks to experimental results (Chetehouna et al., 2004b) for the vegetation load conditions. They are set at:

- $T_f = 1200\,\mathrm{K}$
- $l_f = 1.6\,\mathrm{m}$
- $K_f = 0.4\,\mathrm{m^{-1}}$

The residual load corresponding to combustion ashes is set at $\rho_{\mathrm{ext}} = 0.01\,\mathrm{kg/m^2}$. Before the ignition, the vegetation is assumed to be at 300 K and at a given

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

humidity. Concerning the radiative transfer, the cutting distance l_c is established at 15 m in order to minimize the computational time. Beyond this distance, only 1% of the total energy delivered by the flame is neglected. Additional calculations, not presented in this work, indicate that this cutting distance is sufficient to ensure l_c-independent solution. The time step is set at 0.5 s and the total computation time at 10000 s. This simulation time allows the observation of the fire behavior (propagation or extinction) even if the rate of spread is very low.

For the propagation problems (or advection problems), the Courant-Friedrichs-Levy condition (CFL condition) have to be satisfied: $\frac{v \cdot \Delta t}{\Delta x} < 1$, where v is the rate of spread, Δt is the time step, and Δx is the size of an elementary cell. For present cases, the rates of spread are rather low (about a few centimeters per second), the time step is set at 0.5 s and Δx is about 1 m. With these numerical conditions, the CFL condition is satisfied.

The ignition phase is very important. In this work, the ignition zone is defined by a circular zone located at the center of the map with a given radius (here set at 11 m). All the cells located inside this circle are directly considered in zone 4 (cf. Figure 1). During the combustion phase, these cells send radiative energy to the others in order to ignite them and start the fire propagation.

This work presents the fire propagation of four different configurations. The first case studies the propagation when the vegetation is uniform and without humidity. Without humidity, these first results do not represent a real situation and then a second configuration analyzes the fire behavior with a given humidity. The extinction humidity is introduced as an important parameter when trying to control the fire propagation. The third configuration deals with the fire propagation when the vegetation distribution is nonuniform, where some cells are not able to burn. A minimum threshold on the occupation density of vegetation is defined to allow the establishment of the fire. The last case presents the combined effects of humidity and the density occupation of vegetation on the fire propagation.

4.1. Fire Propagation on Uniform Vegetation Distribution Without Humidity

The first results deal with a uniform vegetation distribution (each cell can burn) without humidity. Figure 3 presents the results of the fire simulation obtained thanks to the cellular automaton model. These results are considered at 1000 s after the ignition. In this figure, five of the seven zones defined in Figure 1 can be observed (zone 2 corresponding to evaporation and zone 6 are not represented here). The global shape of the fire front is circular. This result is in good agreement with some fire observations for uniform vegetation distributions with no wind and no slope conditions. Without considering zone 5 (burnt vegetation), zone 1 is the largest. Inside this area, the vegetation is under radiative influence and the vegetation temperature is preheated up to T_{ev}. The width of this zone is then defined by the cutting distance l_c. A second preheating is considered inside zone 3. The width of this zone is very thin because it is just located in front of the fire line. As the radiative contribution is very high, the vegetation temperature reaches quickly the ignition temperature. The last zone, zone 4, corresponds to the fire front. In Figure 3, it is easy to evaluate the width of the fire front. It is estimated at about 10 m. Although this value depends on the

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

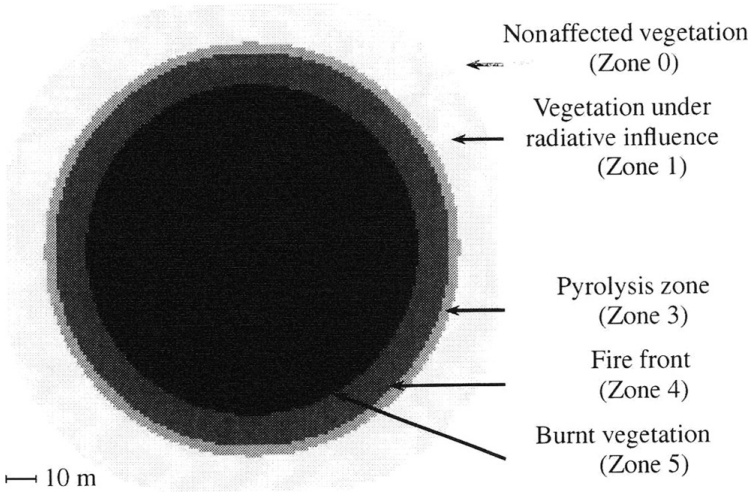


Figure 3 Fire front spreading at t = 1000 s, in a uniform vegetation without humidity.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

physical features of the vegetation, the width is very large and no comparison can be done with the experimental observations (Chetehouna et al., 2004b)

It is worth noticing that each fire propagates inside this kind of medium. No particular conditions can stop these fires.

This configuration is very useful to introduce the first results obtained by the cellular automaton model. However, it does not represent a real situation. Indeed, in nature, vegetation always contains water, named the residual humidity. It is estimated for *Quercus Coccifera* that the humidity represents 50–60% of the dry matter. This humidity is mainly located inside leaves. Then, the next simulated configuration considers uniform vegetation with a given humidity.

4.2. Fire Propagation on Uniform Vegetation Distribution with a Given Humidity

For this second configuration, the vegetation characteristics are kept and the humidity is set at 50%. The results of the fire propagation at 3000 s after the ignition are plotted in Figure 4. The computational time has been increased in order to represent a fully developed fire (a fire with a constant rate of spread is considered as fully developed). The global shape of the fire is still the same. Zone 2, corresponding to the vegetation evaporation, is now present, whereas the width of zone 3 is drastically reduced and concerns very few cells (it is difficult in Figure 4 to distinguish these cells from the ones belonging to the fire front). In this case, the rate of spread and the fire width decrease compared to the first configuration due to the humidity effect.

The total area for each zone can be tracked according to time. These evolutions are represented in Figure 5a for the zones 2–4. These results do not take into account the cells used for the ignition phase. Two different behaviors can be observed. After a long time (300 s here), these total areas tend to reach a steady state and to be represented by linear functions of time. At small scales, unsteady states occur due to the ignition phase. If the zone used for ignition is too large, the needed time to obtain a

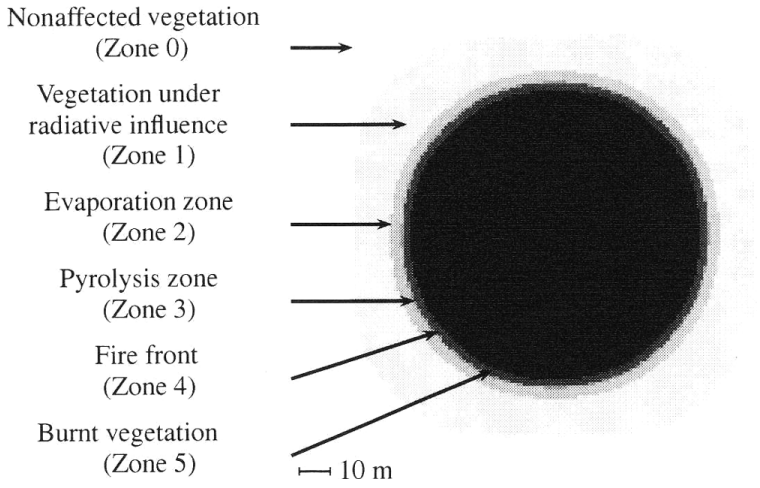
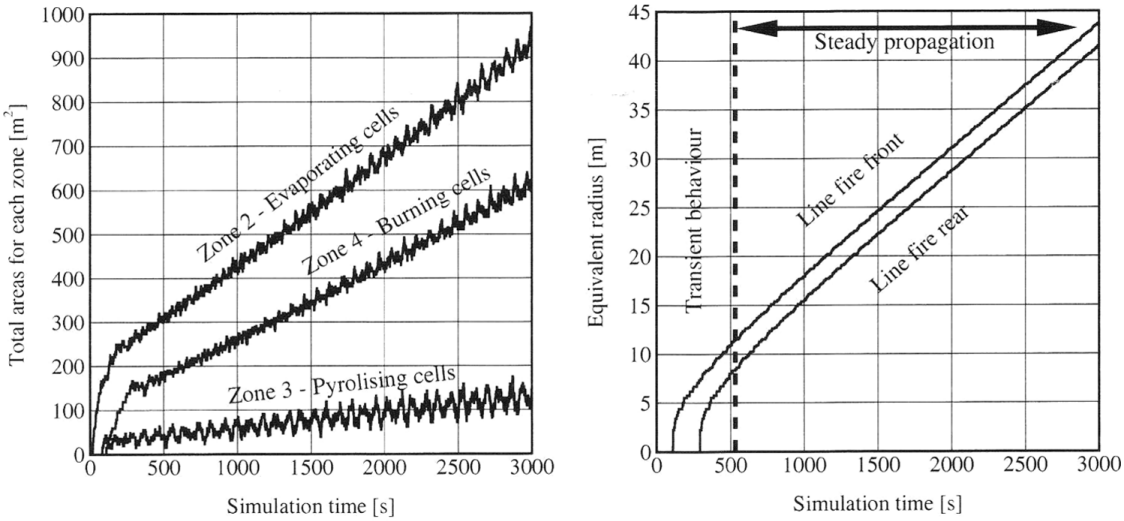


Figure 4 Fire front spreading at t = 3000 s, in a uniform vegetation with 50% humidity.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

fully developed fire becomes very important. Nevertheless, if this zone is too small, the propagation may not occur because the radiative flux coming from this zone is not enough important to start the combustion of the vegetation located in its neighborhood. These representations are quasilinear with some noise. These structures associated within the results are due to the used mesh: finer the mesh is, finer the structures are. The slopes of these lines are directly associated to the widths of each zone.

As the fire propagates according to circles (no slope or no wind are considered), the radius representing the front and the rear fire lines can be easily determined. Figure 5b shows the radius evolutions against time. As it is foreseen thanks to Figure 5a, these results present two distinct zones: a transient propagation (up to 550 s) and a steady propagation. During the unsteady propagation, it is interesting to observe that the first cells ignite at 100 s from the beginning of the simulation



(a) Total numbers of cell for each zone according to time

(b) Positions of the fire front and the fire rear according to time

Figure 5 Results on the fire front spreading in a uniform vegetation with 50% humidity.

and extinguish at 300 s. From 300 s after the ignition, the fire front appears. During the steady propagation, the width of the fire line remains constant at 2.3 m. The rate of spread is about 1.5 cm/s and remains constant, as it was theoretically demonstrated in Cekirge (1978). The order of magnitude of this velocity is in a good agreement with the experimental observations (Chetehouna et al., 2004b) for the same experimental conditions. These results show the important effect of the residual humidity on the fire propagation.

The main results obtained with cellular automata concern exclusively the fire front position. The evolutions of the dimensionless parameter τ defined by these models are generally not used because no law or relationship exists between these parameters τ and physical properties of cells. As this cellular automaton model is developed on the basis of a physical model, the laws for this model exist. Four cells are used to observe the dimensionless parameter evolutions. The cells are respectively located at 10, 20, 30, and 40 m from the center of the map. The first cell belongs to the ignition zone. Initially, the second cell is under the radiative influence of the ignition zone. The last two cells are far away from the center of the map. Figure 6a shows the dimensionless parameter evolution of the four cells. On this representation, the locations of each zone are delimited. As it is foreseen, the cell at $R = 10$ m, belonging to the ignition zone, is directly associated with zone 4 and quickly extinguishes. The dimensionless parameter for the second cell, at $R = 20$ m, quickly increases after the ignition. The last two cells are under radiative influence of the fire front respectively at 600 s and 1400s. The dimensionless parameter evolutions are not linear because the radiative contributions are not constant but vary with time. Each evolution seems to look like each other. Figure 6b represents the same dimensionless parameters but the simulation time is shifted according to the first time step when the cell is under radiative influence. Although the evolutions are similar, they present some discrepancies. The combustion of the second cell is quicker than the others. It is explained by the radiative contribution received by

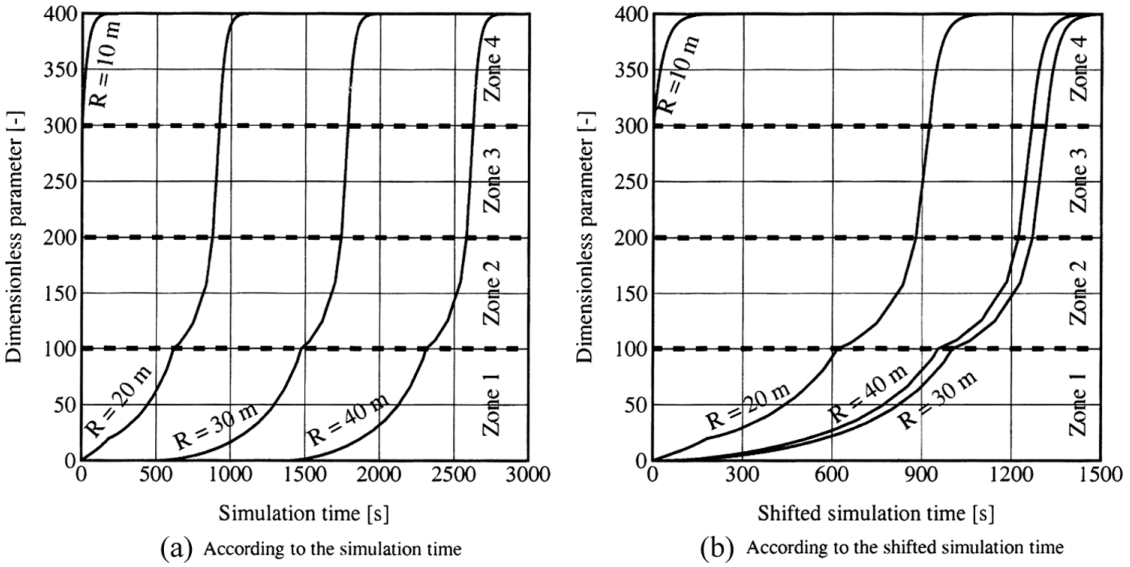


Figure 6 Dimensionless parameter evolutions of several distinct cells during the fire propagation.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

the second cell, which is more important than the others because the ignition zone is located inside its neighborhood. Nevertheless, the combustions of the third and fourth cells are quasisimilar.

Thanks to the dimensionless parameters and the laws defined in this work, the physical properties of each cell can be reconstructed. Figures 7a, 7b, and 7c represent the temperature, the humidity, and the solid phase density, respectively, of the four cells previously defined. As for the dimensionless parameters, the evolutions of each physical property are very similar. It is noticed that the temperature and the humidity of the cell located at $R = 10\,\text{m}$ are not presented here. As this cell belongs to the ignition zone, its temperature and humidity are immediately set at 600 K and 0, respectively. Only, the solid phase density varies with time.

For the configuration where the humidity is set at 50%, each fire reaches the fully developed state. However, for higher values of the humidity, the fire stops its propagation. This threshold is called the extinction humidity. A sensitivity study is carried out to determine this threshold. Figure 8 represents the stopped fire ratio against the humidity. For humidities greater than 83%, every fire extinguishes. This kind of results is very important for the firefighters in order to determine the amount

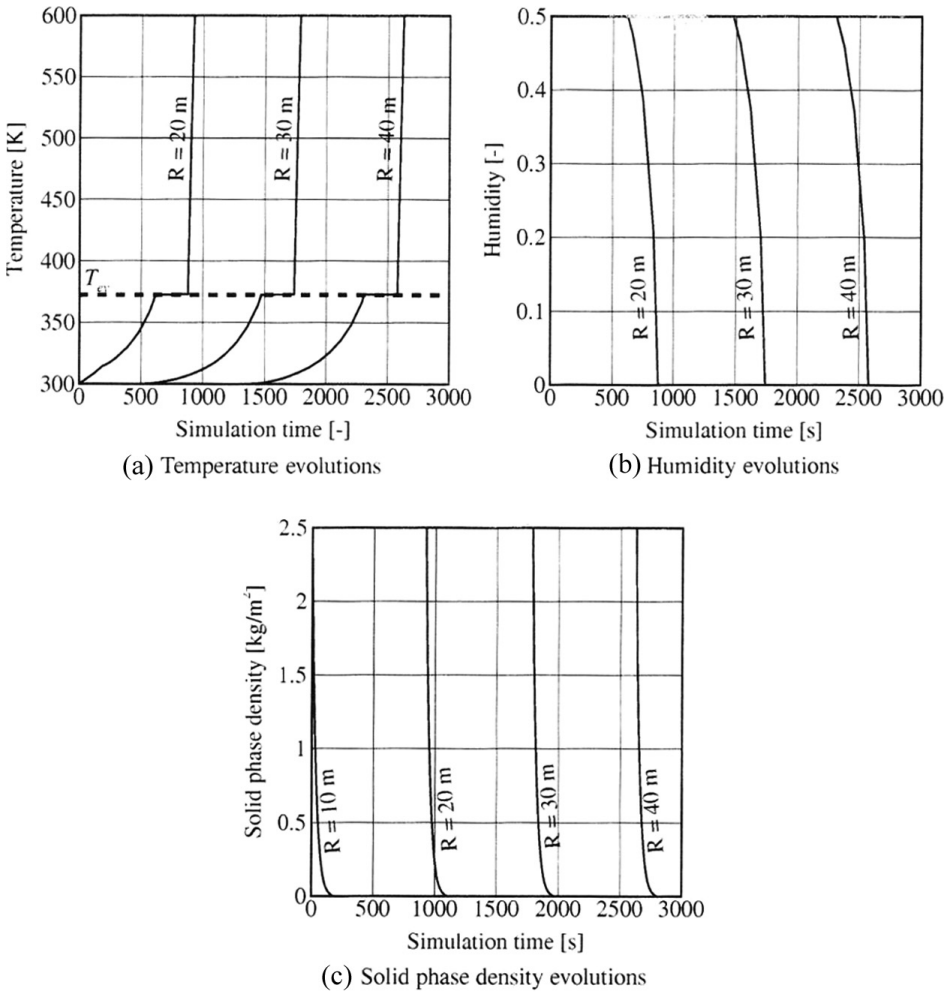


Figure 7 Some physical properties of several distinct cells during the fire propagation.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

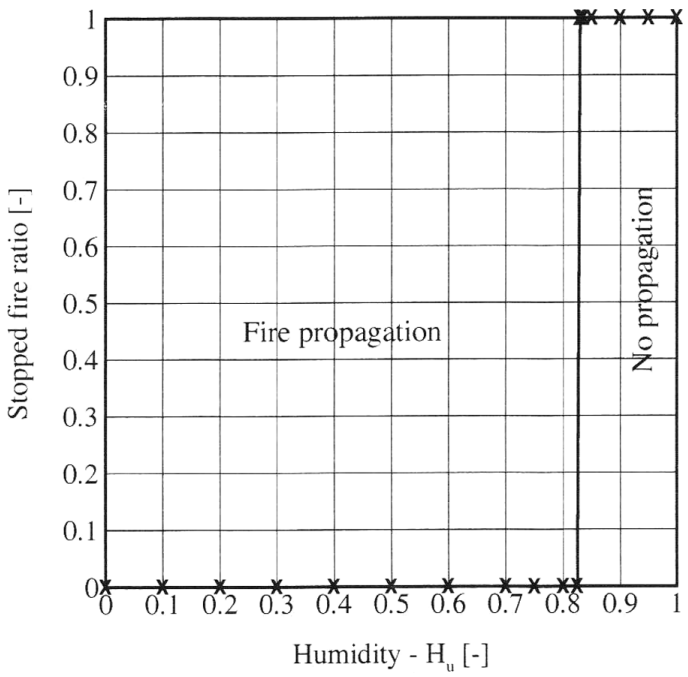


Figure 8 Representation of stopped fire ratio against humidity for an uniform vegetation.

of water required in order to stop or to extinguish a fire. Nevertheless, this threshold is a function of the physical properties of the vegetation and consequently this extinction humidity can vary for another configuration.

4.3. Fire Propagation on Nonuniform Vegetation Distribution Without Humidity

The third configuration shows the effects of nonuniform vegetation distributions on the fire propagation. In this case, the humidity is set at 0% and the heterogeneties are taken into account in introducing nonflammable cells. The other cells contain the initial load of vegetation previously defined. The total number of fuel cells is defined thanks to an occupation density of vegetation, called d_c. This parameter represents the ratio between the number of cells which are able to burn and the total number of cells. d_c can be interpreted as the probability of a site to be occupied by vegetation. The nonflammable cells are randomly distributed on the map.

Figures 9 and 10 represent two different fire propagations with $d_c = 60\%$ and $d_c = 30\%$, respectively. These figures show the circular zones used for the ignition. For both cases, the fire front does not seem to be continous lines, especially in Figure 10 where the fire front is splitted into several secondary fires. Figure 9 presents a fire propagation that looks like a fully established fire. However, in Figure 10, very few cells are burning and the fire front seems to extinguish. Consequently, the rate of spread depends on the occupation density of vegetation because if too few cells are available for propagating the fire, the propagation stops.

A sensitivity analysis has been carried out to evaluate the influence of the occupation density of vegetation on the propagation. For nonuniform vegetation distributions, it is very difficult to evaluate if a fire can propagate to infinity because its

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

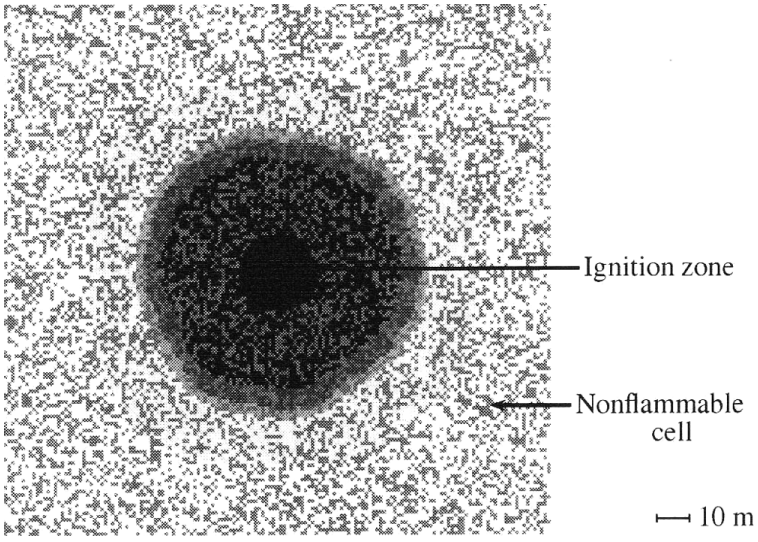


Figure 9 Fire front spreading at $t = 1000$ s in a nonuniform vegetation ($d_c = 60\%$) without humidity.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

behavior is chaotic. In order to distinguish if a fire propagates or not, the chosen approach is to observe it up to 10000 s and if it is not extinguished to verify that the number of burning cells (cf. Figure 5a) increases continuously. However, for the same vegetation features and with different nonflammable cell distributions, the fire behaviors can be very different. Thus, for each occupation density of vegetation, 20 different maps are tested and the stopped fire ratio is then evaluated.

Figure 11 shows the results of the sensitivity analysis. On this figure, three important zones can be distinguished: if $d_c < 0.3$, the fires are going to extinguish, if $0.36 < d_c$, the fires propagate to infinity, and if $0.3 < d_c < 0.36$, it is an uncertainty zone where some fires stop their propagation whereas others go on. The uncertainty zone is relatively narrow about 0.06 for d_c and centered around $d_c = 0.33$. To simplify, this last value defines the critical threshold to stop the propagation of any fire. Consequently, the fire propagation presented in Figure 10 does not propagate indefinitely.

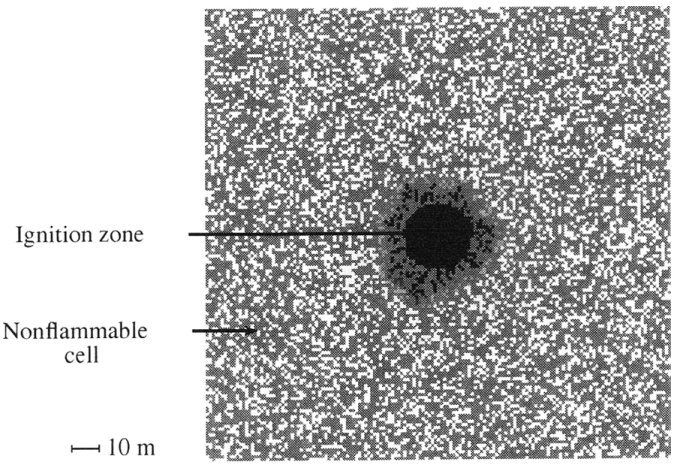


Figure 10 Fire front spreading at $t = 1000$ s in a nonuniform vegetation ($d_c = 30\%$) without humidity.

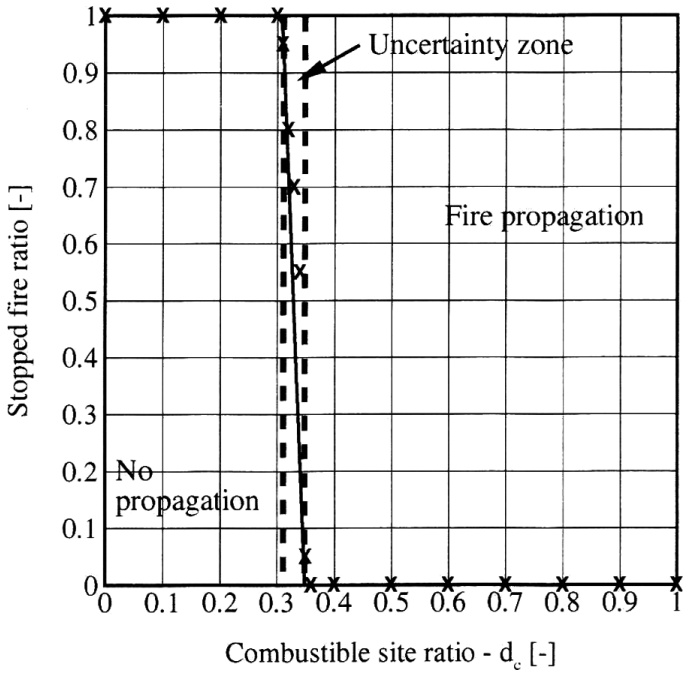


Figure 11 Representation of stopped fire ratio against combustible site ratio without humidity.

4.4. Combined Effects of Humidity and Vegetation Occupation Density

As it was previously observed, if the occupation density of vegetation is not sufficient or if the humidity value is bigger than the extinction humidity, the fire will not propagate. Indeed, the thresholds previously determined for the vegetation density and humidity have been respectively obtained with no humidity or with a uniform vegetation distribution. Combined effects between humidity and vegetation density can occur and modify these thresholds.

A sensitivity analysis has been carried out to determine for which values of humidity and vegetation density the fire propagates indefinitely. The results are summarized in Figure 12. This representation shows two different zones separated by a boundary. According to the vegetation properties, above this boundary the fire reaches a fully developed state and under this limit, it extinguished. This phenomenon is similar to the critical density in percolation theory (Ohsuki and Keyes, 1986; Von Niessen and Blumen, 1986). Here again, the boundary location depends on the vegetation properties as the vegetation load, the flame temperature, the height of flame.

This representation is very useful for firefighters. For example, a main part of the fight against wildland fires consists in dropping retardant (for prevention) or water (for direct attack) from aircrafts. One of the aims of this fight mean is to control the humidity contained by the vegetation in order to reach the extinction humidity. For a configuration where the vegetation load is about $2.5\,kg/m^2$ and the humidity is set at 50%, a first dropping (6130 L of water for $210 \times 54\,m^2$ area for a Canadair CL-415) can locally increase the humidity from 50% to 70%. The fire propagates if the vegetation density is in the range between 0.85 and 1.0

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

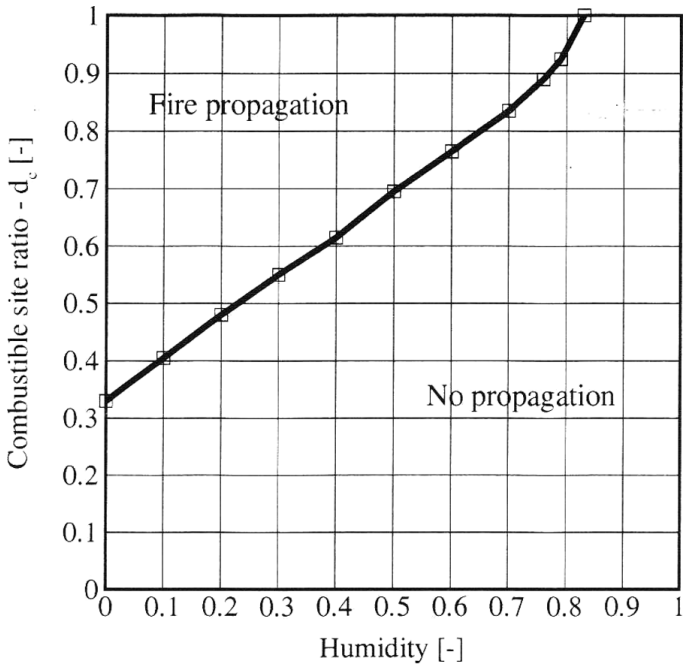


Figure 12 Representation of combined effects of the combustible site ratio d_c and humidity.

(cf. Figure 12). Nevertheless, if this first dropping is substituted by another one, where the dropping section is decreased at $105 \times 54\,m^2$ area, the humidity goes from 50% to 90%. In this condition, the fire does not propagate for any value of vegetation density.

5. CONCLUSION

This work demonstrates, with some reasonable assumptions that a cellular automaton model can be derived from a physical model. The originality of this work lies on the definition of the cellular automaton rules from vegetation and flame characteristics. Thanks to these relationships, the calculation of the cellular automaton parameters is not experimentally determined or numerically identified but now based on physical data that can be estimated by few laboratory experiments. Moreover, the physical features of each cell belonging to the medium can be estimated from the dimensionless parameter knowledge. By this model extension, the present work shows that the cellular automaton models used to represent forest fires are included in the physical models under some assumptions.

But in spite of the simplicity of this model, this cellular automaton can provide good insight to the propagation of a fire front. The combined effects of humidity and occupation density of vegetation have been numerically explored. A sensitivity study allowed to define thresholds to obtain a fire propagation.

The present study has been conducted with the idea of a potential experimental validation at laboratory or outdoor scale with our own experimental devices. The comparison of the results obtained by this model with the ones of real fires is a difficult task. In fact, various data on experimental fires are available for the scientific community but the experimental conditions (such as the physical properties of

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

vegetation) are very often unknown, and thus the physical parameter set of our model is incomplete. These experimentations are planned as a next step of this work.

The present investigations can be extended by considering possible interactions with slope and wind. In a forthcoming work, the dynamics of eruptive fires that take place in canyons and steep slopes will be also studied. Moreover, the presented tool will be associated with a Geographic Information System in order to consider real maps for the next studies.

ACKNOWLEDGMENTS

This research is supported by the French National Research Agency (ANR) 'PIF' project (Protection contre les Incendies de Forêts) through contract 0264-01.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

NOMENCLATURE

A Prefactor coefficient, $[s^{-1}]$
C_l Heat capacity of water, $[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
C_s Heat capacity of the solid phase, $[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
E Activation energy, $[J \cdot mol^{-1}]$
h Modified heat loss coefficient, $[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
H_u Humidity, [-]
H_{u0} Initial humidity, [-]
K_f Flame extinction coefficient, $[m^{-1}]$
L_f Flame length, [m]
L_{ev} Evaporation latent heat of water, $[J \cdot kg^{-1}]$
M_r Radiative source term, $[W \cdot m^{-2}]$
R Ideal gas constant, $[J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}]$
S_f Burning surface, $[m^2]$
t Time, [s]
T Temperature, [K]
T_0 Initial temperature, [K]
T_a Ambient temperature, [K]
T_c Combustion temperature, [K]
T_{ev} Evaporation temperature, [K]
T_f Flame temperature, [K]
T_{ig} Ignition temperature, [K]

Greek symbols

α_f Flame tilt angle, [rd]
δ Dirac function, [-]
λ Modified thermal conductivity, $[W \cdot K^{-1}]$
Φ Porosity, [-]
ρ Vegetal load, $[kg \cdot m^{-2}]$
ρ_{ext} Extinction load, $[kg \cdot m^{-2}]$
σ_s Stefan Boltzmann coefficient, $[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}]$
τ Dimensionless parameter, [-]

REFERENCES

Acem, Z., Lamorlette, A., Collin, A., and Boulet, P. 2009. Analytical determination and numerical computation of extinction coefficients for vegetation with given leaf distribution. *Int. J. Thermal Sciences*, **48**, 1501–1509.

Albinet, G., Searby, G., and Stauffer, D. 1986. Fire propagation in a 2-D random medium. *J. Physique*, **47**, 1–7.

Anderson, D., Catchpole, E., De Mestre, N., and Parkes, T. 1982. Modelling the spread of grassland fires. *J. Austral. Math. Soc.*, **23**, 451–466.

Balzter, H., Braun, P., and Kohler, W. 1998. Cellular automata models for vegetation dynamics. *Env. Modell.*, **107**, 113–125.

Bandini, S., Mauri, G., and Serra, R. 2001. Cellular automata: From a theoretical parallel computational model to its application to complex systems. *Parallel Computing*, **27**, 539–553.

Bernardin, D., Séro-Guillaume, O., and Sun, C. 1991. Multispecies 2D lattice gas with energy levels: Diffusive properties. *Physica D*, **47**, 169–188.

Bone, C., Dragicevic, S., and Roberts, A. 2006. A fuzzy-constrained cellular automata model of forest insect infestations. *Env. Modell.*, **192**, 107–125.

Cannas, S., Marco, D., and Paez, S. 2003. Modelling biological invasions: Species traits, species interactions, and habitat heterogeneity. *Math. Biosci.*, **183**, 93–110.

Catchpole, E.A., Alexander, M.E., and Gill, A.M. 1992. Elliptical-fire perimeter and area intensity distribution. *Can. J. For. Res.*, **22**, 968–972.

Cekirge, H. 1978. Propagation of fire fronts in forests. *Comp. and Maths. with Appls.*, **4**, 325–332.

Chetehouna, K., Er-Riani, M., and Sero-Guillaume, O. 2004a. On the rate of spread for some reaction-diffusion models of forest fire propagation. *Numer. Heat Transfer, Part A*, **46**, 765–784.

Chetehouna, K., Séro-Guillaume, O., and Degiovanni, A. 2004b. Measurement of radiative absorption coefficient for a vegetal medium. *Meas. Sci. Technol.*, **15**, N43–N46.

Codd, E.F. 1968. *Cellular Automata*. New York: Academic Press.

DiBlasi, C. 1993. Modeling and simulation of combustion processes of charring and non-charring solid fuels. *Prog. Energy Combust. Sci.*, **19**, 71–104.

Ferragut, L., Asensio, M., and Monedero, S. 2006. Modelling radiation and moisture content in fire spread. *Commun. Numer. Meth. Engng.*, **23**, 819–833.

Frisch, U., Hasslacher, B., and Pommeau, Y. 1986. Lattice gas automata for the Navier-Stokes equation. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1505–1508.

Goncaves, P., and Diogo, P. 1994. Forest fire propagation modeling: A new methodology using cellular automata and geographic information systems. *2nd International Conference on Forest Fire Research*, **1**, 209–219.

Green, D. 1983. Shapes of fires in discrete fuels. *Env. Modell.*, **20**, 21–32.

Green, D., Tridgell, A., and Gill, A. 1990. Interactive simulation of bushfires in heterogeneous fuels. *Math. Comput. Modelling*, **13**, 57–66.

Grishin, A.M. 1997. *Mathematical modeling of forest fire behaviour*, Tomsk State University, Tomsk, Russia.

Hargrove, W., Gardner, R., Turner, M., Romme, W., and Despain, D. 2000. Simulating fire patterns in heterogeneous landscapes. *Env. Modell.*, **135**, 243–263.

Hernandez Encinas, A., Hernandez Encinas, L., Hoya White, S., Martin del Rey, A., and Rodriguez Sanchez, G. 2007. Simulation of forest fire fronts using cellular automata. *Adv. Eng. Softw.*, **38**, 372–378.

Kaiss, A., Zekri, L., Zekri, N., Porterie, B., Clerc, J., and Picard, C. 2007. Fuelbreak efficiency for wildland fire prevention. *C. R. Physique*, **8**, 462–468.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

Karafyllidis, I., and Thanailakis, A. 1997. A model for predicting forest fire spreading using cellular automata. *Env. Modell.*, **99**, 87–97.

Lamorlette, A., Collin, A., Boulet, P., and Séro-Guillaume, O. 2009. Numerical evaluation of radiation extinction coefficient using fractal geometry for vegetation modelling. *Numer. Heat Transfer, Part A*, **56**, 360–377.

Larini, M., Giroud, F., Porterie, B., and Loraud, J. 1998. A multiphase formulation for fire propagation in heterogeneous combustible media. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **41**, 881–897.

Linn, R.R. 1997. Transport model for prediction of wildland fire behaviour. Scientific report LA13334-T, Los Alamos National Laboratory.

Margerit, J., and Séro-Guillaume, O. 1998. Richards' model, Hamilton Jacobi equation and temperature field equation of forest fires. In *IIIrd International Conference on Forest Fire Research*, Nancy, France.

Margerit, J., and Séro-Guillaume, O. 2002. Modelling forest fires. Part II: Reduction to two-dimensional models and simulation of propagation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **45**, 1723–1737.

Mathey, A., Krcmar, E., Dragicevic, S., and Vertinsky, I. 2008. An object-oriented cellular automata model for forest planning problems. *Env. Modell.*, **212**, 359–371.

Matsinos, Y., and Troumbis, A. 2002. Modeling competition dispersal and effects of disturbance in the dynamics of a grassland community using a cellular automaton model. *Env. Modell.*, **149**, 71–83.

Monod, B., Collin, A., Parent, G., and Boulet, P. 2009. Radiative properties of the vegetation in the infrared in the frame of forest fire modeling. *Fire Safety J.*, **44**, 88–95.

Morley, P., and Chang, J. 2004. Critical behavior in cellular automata animal disease transmission model. *Int. J. Mod. Phys.*, **15**, 149–162.

Ohsuki, T., and Keyes, T. 1986. Biased percolation: Forest fires with wind. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **19**, L281–L287.

Pastor, E., Zarate, L., Planas, E., and Arnaldos, J. 2003. Mathematical models and calculation systems for the study of wildland fire behaviour. *Prog. Energy Combust. Sci.*, **29**, 139–153.

Porterie, B., Zekri, N., Clerc, J., and Loraud, J. 2005. Influence of firebrands on wildland fire spread. *C. R. Physique*, **6**, 1153–1160.

Porterie, B., Zekri, N., Clerc, J., and Loraud, J. 2007. Modeling forest fire spread and spotting process with small world networks. *Comput. and Fluids*, **149**, 63–78.

Richards, G.D. 1990. An elliptical growth model of forest fire fronts and its numerical solution. *Int. J. Num. Methods Eng.*, **30**, 1163–1179.

Rothermel, R. 1972. A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels. Research paper INT-115, USDA Forest Service, Ogden, Utah, USA.

Santoni, P., and Balbi, J. 1998. Modelling of two-dimensional flame spread across a sloping fuel bed. *Fire Safety J.*, **31**, 201–225.

Séro-Guillaume, O., and Bernardin, D. 1990. A lattice model for heat transfer and chemical reaction. *Eur. J. Mech., B/Fluids*, **9**, 177–196.

Séro-Guillaume, O., and Margerit, J. 2002. Modelling forest fires. Part I: A complete set of equations derived by extended irreversible thermodynamics. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **45**, 1705–1722.

Séro-Guillaume, O., Ramezani, S., Margerit, J., and Calogine, D. 2008. On large scale forest fires propagation models. *Int. J. Thermal Sciences*, **47**, 680–694. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2007.06.016

Spyratos, V., Bourgeron, P., and Ghil, M. 2007. Development at the wildland-urban interface and the mitigation of forest-fire risk. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **104**, 14272–14276.

Sullivan, A. 2009a. Wildland surface fire spread modelling, 1990–2007. 1: Physical and quasi-physical models. *Int. J. Wildland Fire*, **18**, 349–368.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

Sullivan, A. 2009b. Wildland surface fire spread modelling, 1990–2007. 2: Empirical and quasi-empirical models. *Int. J. Wildland Fire*, **18**, 369–386.

Sullivan, A. 2009c. Wildland surface fire spread modelling, 1990–2007. 3: Simulation and mathematical analogue models. *Int. J. Wildland Fire*, **18**, 387–403.

Viegas, D., Ribeiro, P., and Maricato, L. 1998. An empirical model for the spread of a fireline inclined in relation to the slope gradient or to wind direction. In *Proceedings of the 3rd International Conference on Forest Fire Research*, Luso, Portugal.

Von Neumann, J. 1966. *The Theory of Self-Reproducing Automata*. University of Illinois Press, Urbana, London.

Von Niessen, W., and Blumen, A. 1986. Dynamics of forest fires as a directed percolation model. *Journal of Physics. A, Mathematical and General*, **18**, 289–293.

Watts, D., and Strogatz, S. 1998. Collective dynamics of small-world networks. *Nature*, **393**, 440–442.

Weimar, J., Tyson, J., and Watson, L. 1992a. Diffusion and wave propagation in cellular automaton models of excitable media. *Physica D*, **55**, 309–327.

Weimar, J., Tyson, J., and Watson, L. 1992b. Third generation cellular automaton for modelling excitable media. *Physica D*, **55**, 328–339.

Yang, L., Fang, W., Huang, R., and Deng, Z. 2002. Occupant evacuation model based on cellular automata in fire. *Chinese Sci. Bull.*, **47**, 1484–1488.

Yassemi, S., Dragicevic, S., and Schmidt, M. 2008. Design and implementation of an integrated GIS-based cellular automata model to characterize forest fire behaviour. *Env. Modell.*, **210**, 71–84.

Zekri, N., and Clerc, J. 2002. Statistical and dynamical study of the epidemic propagation in a small world network. *C. R. Physique*, **3**, 741–747.

Downloaded By: [Collin, A.] At: 07:23 21 February 2011

Fire Safety Journal 71 (2015) 9–19

Contents lists available at ScienceDirect

Fire Safety Journal

journal homepage: www.elsevier.com/locate/firesaf

Study on visible–IR radiative properties of personal protective clothings for firefighting

A. Collin [a,b,*], A. Marchand [a,b], A. Kadi [a,b], Z. Acem [a,b], P. Boulet [a,b], J. Pageaux [a,b], S. Pinson [a,b], M. Lepelletier [c], Y. Van Waelfelghem [c], F. Magnolini [d], H. Charette [d]

[a] Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France
[b] CNRS, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France
[c] Service Départemental d'Incendie et de Secours de Vendée, SDIS 85, Les Oudairies, La Roche sur Yon, F-85017, France
[d] Service Départemental d'Incendie et de Secours de Meurthe et Moselle, SDIS 54, Groupement technique et logistique, Ludres, F-54710, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 14 April 2014
Received in revised form
11 September 2014
Accepted 23 November 2014

Keywords:
Radiative transfer
Radiative absorptivity
Firefighter's clothing
Thermal protection

ABSTRACT

This work deals with the radiative properties of personal protective clothings worn during firefighting operations by firemen. Several intervention jackets are tested coming from different Fire and Rescue Services in France. The present study focuses on the spectral absorptivity of these equipments over visible–IR domains. The spectral absorptivity in the IR range is mainly responsible for the conversion of radiative transfer coming from the flame into heat flux through the protective jacket. This work shows that the mean absorptivities of different equipments are high, close to 90%, which penalizes the thermal protection. This study demonstrates that the colored textile has a weak effect on the radiative properties and then on the thermal protection. On the contrary, the dyeing mode can decrease the absorptivity, hence improving the thermal protection of jackets, a dyed jacket being more efficient in the present test than a jacket made of fibers dyed before weaving. Finally, this paper presents mean absorptivities based on Planck's averages for reference temperatures between 800 K and 1400 K, allowing to compare different personal protective clothings.

© 2014 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Every year, many firefighters are victims of thermal injuries during fireground operations. For example, a recent survey provided by the National Fire Protection Association estimates that 43.5% of the 70 090 firefighter accidents occurred during fireground operations in 2011 [1] were due to thermal injuries. Despite the fact that firefighters' protective clothes are efficient and protect them better than ever before, their Personal Protective Equipment (PPE) now behaves as a performing thermal insulation which also has a negative impact regarding physiological strains. Indeed, PPE hinders heat transfer from inside to outside by radiation, convection and conduction which can induce a significant increase of the local temperature. This temperature can reach 50 °C or even more inside protective clothings such as fire resistant fabrics or helmets. A long exposure to these thermal conditions results in fatigue, overexertion and stress [1]. Consequences can be slips, trips, falls, burns and more dramatically, sudden cardiac events.

The heat flux responsible for this heat stress is generally produced by a fire (flames) and/or by the surrounding walls and is received by the firefighters on their protective clothings. The heat flux is in the range from few kW/m^2 for usual operations at a given distance from the fire to 200 kW/m^2 for a flashover or backdraft situation [2]. In order to define the thermal conditions encountered by firefighters, Duffle et al. [3] defined several configurations based on the incident radiative heat flux and the ambient temperature (involved in convective heat flux). This classification, recalled in Fig. 1, considers three typical conditions:

- *Routine* – conditions encountered during normal operations at some distance from the fire source.
- *Hazardous* – conditions encountered when the firefighters enter into a burning room.
- *Emergency* – conditions encountered within a flashover or backdraft situation.

The total heat flux received by firefighters combines a convective part (related to the ambient temperature) and a radiative part. These two heat transfer contributions are not easily separated. It is commonly assumed that the convective part is as important as the radiative one. The latter depends on radiations

* Corresponding author at: Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France.
E-mail address: anthony.collin@univ-lorraine.fr (A. Collin).

http://dx.doi.org/10.1016/j.firesaf.2014.11.006
0379-7112/© 2014 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Nomenclature

T	temperature (K)
I^o	blackbody emittance (W/m^2)

Greek symbols

α	absorptivity (–)
τ	transmissivity (–)
ρ	reflectivity (–)
φ	radiative heat flux (W)
λ	wavelength (m)

Subscripts, superscripts

ν	spectral dependence
inc	incident
r	reflected
t	transmitted
ref	reference
zero	offset

List of abbreviations

FTIR	Fourier transform infrared spectroscopy
MCT	mercury cadmium telluride
PPE	protective personal equipment
SEM	scanning electron microscopy

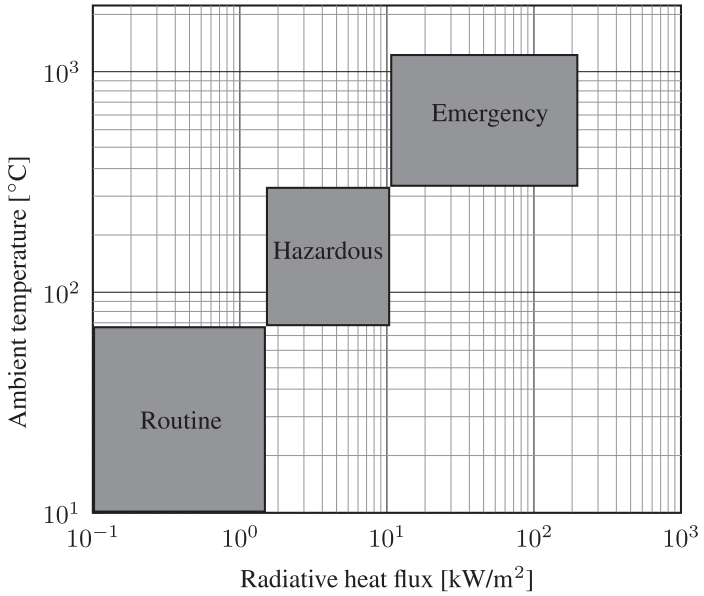


Fig. 1. Classification of firefigther exposure conditions according to Duffle et al. [3].

emitted by high temperature sources and on the radiative properties of firefighter PPE. When the optical thickness of the flame is large (i.e. sooty flame or flame with large dimensions) or when the wall temperature is high, radiative transfer may become the main heat transfer mode [4,5]. It is then important to well understand what is the radiative behaviour of the firefighter's clothing, evaluating its radiative properties and considering the influence of the textile involved in the PPE, which can vary from one fabric to another.

The PPE worn by firefighters has to keep them safe, providing enough protection, while still allowing flexibility and lightness in order to let them move quickly in emergency conditions. The protection involves a hood, a mask plus a helmet for the head, gloves, boots and a fire resistant suit. The present study focuses on the radiative properties of the fire resistant suits. Many years ago, leather was used in PPE, with problems related to its thermal retraction under the high temperature conditions. In France, dramatic events in Neuilly-sur-Seine (decease of 5 firefighters) and Loriol (4 deads and 1 missing) in 2002 led the national authorities to use synthetic fabrics, which now improve their visibility and the thermal protection (see the intervention jacket in Fig. 2(a) for example). Leather parts are now only used to increase the protection of some local areas on a protective clothing such as the knees, elbows and ankle.

Typical protective clothings are made of several layers as detailed in Fig. 2(b), from the left to the right:

- Outermost layer made of synthetic fibers (polymer) which are tightly woven. It provides a shield against flame and humidity. This fabric is a self-extinguishing material which means that it has no melting point, avoiding the flame propagation (fabric on the left hand side in Fig. 2(b)).
- Moisture barrier corresponding to the second layer in the protective clothing. This layer prevents from hot water and chemical compound transfer toward the firefighter skin.
- Innermost layer devoted to thermal insulation. It is generally made of one or two fabrics (the two last fabrics on the right hand side in Fig. 2(b)). Although the fibers used here are synthetic fibers just like for the outermost layer, they are not

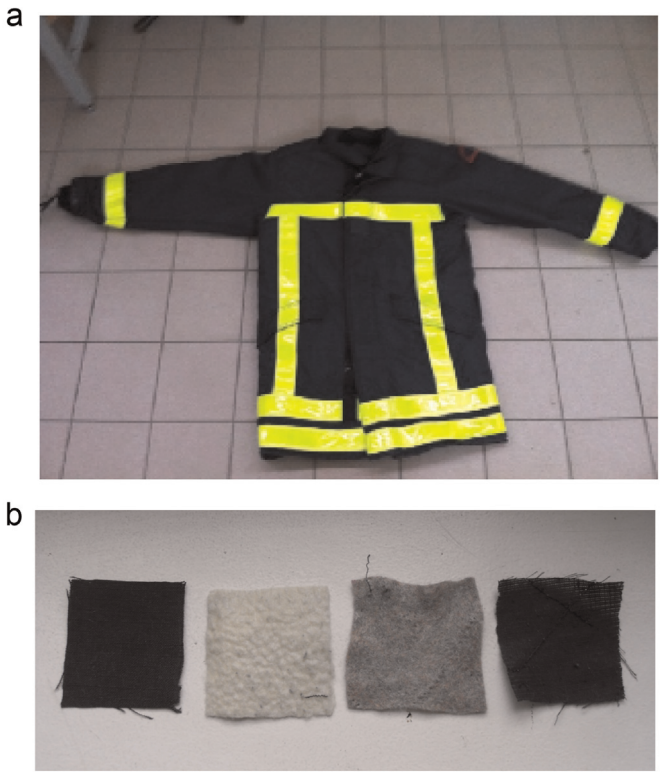


Fig. 2. Composition of a protective clothing. (a) Fire protective vest. (b) Different layers.

woven, simply forming a porous layer which provides an efficient thermal insulation.

Fig. 3 presents pictures provided by a scanning electron microscope (SEM) for the different layers given in Fig. 2(b). A 50 × -zoom is used. The different weaving techniques can be clearly observed in these images, explaining the different insulation properties of fabrics. Actually, a typical thermal conductivity of 0.052 W/m/K has been measured for a 0.95 mm-thick inner layer, while a 0.08 W/m/K value has been obtained for a 0.7 mm-thick outer layer [8]. This can be explained considering Fig. 3(a) and (c)/(d) and the apparent porosities. Non-woven fabrics prevent from air motion, hence heat transfer occurs by combined conduction and radiation. The conductivity of synthetic fibers is in the range 0.04–0.08 W/m/K, while air conductivity is close to 0.026 W/m/K. A higher porosity leads the fabric conductivity to decrease close to the one of air.

A complementary study on the thermal properties of the fire protective vest presented in Fig. 2(a) has been carried out. The heat capacity was measured by differential scanning calorimetry (DSC), the thermal conductivity with a guarded hot plates [6] and the thermal diffusivity with a plane three layers device [7]. The thermal diffusivity is useful to estimate the densities of each fabric. The two layers used for the innermost layer in Fig. 2(b) are gathered and considered as a single layer. Each experimentation was repeated ten times. Table 1 gives the averaged data. These results are in a good agreement with the ones used by Chitrphiromsri and Kuznetsov [8]. They provide a complementary set of thermal data for a better description of the jacket properties. However, the following part of the present paper is now focused on radiative properties.

Many experimental and numerical studies are found in the literature on the fire resistance of protective clothing. Among these works, several papers aimed to study the behaviour of these protective clothings under extreme conditions and suggested some new ways to improve the firefighter safety. Chitrphiromsri and Kuznetsov [8] presented a model of heat and moisture transport in protective clothing during a flash fire exposure. They evaluated numerically the maximum exposure duration with an intervention jacket before the firefighter may suffer from second and third degree burns. More recently, Raimundo and Figueiredo [9] developed a model based on the estimation of skin, rectal and hypothalamus temperatures, in order to prevent from significant undesired thermophysiological reactions. Their study underlined the necessity to control the duration of exposure to extreme conditions despite the improved performances of the personal protective clothing properties. Lu et al. [10] studied the effect of air gaps on the thermal protection. McCarthy and di Marzo [11] and Hu et al. [12] suggested to add phase change materials (PCM) to the protective clothing and investigated the role of the thickness and the position of PCM inside the clothing. Delkumburewatte and Dias [13] investigated the principle of a wearable miniature cooling system to perform heat and sweat transport under extreme conditions.

In all these studies on the thermal protection of PPE the radiative properties were assumed constant, with no distinction between the properties of the fabrics involved in the various layers. Moreover, grey behaviour was generally assumed (properties do not depend on the radiation wavenumber or wavelength), with mean absorptivity set in the range between 0.8 and 0.9 [8]. Of course, the use of inaccurate radiative properties introduces some errors in the calculation of the heat fluxes absorbed by the protective clothing and in a misevaluation of heat transfer. Surprisingly, very few studies were devoted to the radiative properties of fabrics composing the protective clothings. The pioneering work performed by Quintiere [14] in 1974 remains the reference in this field. This work aimed to quantify the radiative properties of many fabrics in the visible–IR spectrum: from fabrics made up with aromatic polyamide or nylon to special aluminized layers. It was demonstrated that the fabric color may have a small positive effect on radiative properties and on heat transfer inside the protective clothing. However, the use of a soiled or wet clothing was seen to cancel any color effect. Moreover, radiative properties of these fabrics were proven to be strongly wavelength dependent, although the use of average radiative coefficients was suggested in

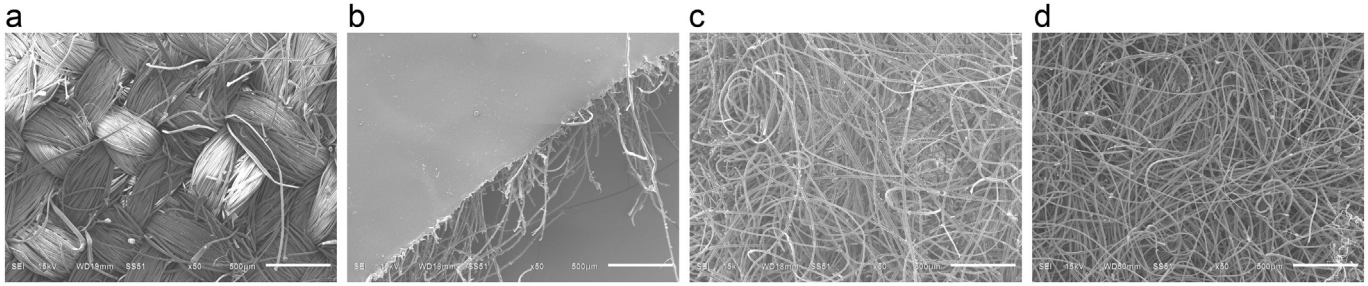


Fig. 3. Images of the different layers using in a protective clothing, zoomed 50 × . (a) Outermost layer. (b) Moisture barrier. (c) Innermost layer #1. (d) Innermost layer #2.

Table 1
Mean thermal property characterization of jacket presented in Fig. 2(a)

Samples	Width (m)	Density (kg/m^3)	Surface density (g/m^2)	Heat capacity (J/kg/K)	Thermal conductivity (W/m/K)
Outermost layer	0.42×10^{-3}	601	252	1187.5	0.0811
Moisture barrier	0.75×10^{-3}	187	140	1296.2	0.041
Innermost layer	1.55×10^{-3}	103	159	1219.1	0.0379

order to simplify the calculations in the numerical models. Regarding spectral dependence, Bamford and Boydell [15] split the visible–IR spectrum in four parts. The first one was suggested to range between 0.4 μm and 0.7 μm. In this band, radiative properties were suggested to depend mainly on the fabric color, with absorptivity reaching 0.5 for a white fabric, while being 0.95 for a black one. For the second band, between 0.7 μm and 2.5 μm, the authors suggested to use the experimental data by Wulff and Zuber [18] with transmissivity and reflectivity, and then absorptivity, depending on the fabric specific mass. Transmissivity and absorptivity were observed to reach, respectively, values up to 0.4 and 0.3 for this part of the IR range. Between 2.5 μm and 5 μm, Bamford and Boydell [15] used one-tenth of the transmissivity and reflectivity values obtained for the second band involving a maximal spectral absorptivity about 0.9. Finally, an absorptivity equal to 1 was considered beyond 5 μm. Such four band model can be hardly adapted to any fabric with confidence, if an accurate evaluation of the heat transfer is sought.

The present work was aimed to update and to extend the work by Quintiere [14], focusing on actual protective clothings worn by firefighters. Radiative properties were measured in the visible–IR spectrum. Comparisons were carried out between the optical properties of several fabrics: classical texture (100% cotton), synthetic fabrics and leather. Moreover, based on experimental data, mean absorptivities of several thermal protective clothings were evaluated for radiative sources with a wide range of temperatures. A special care was also paid to the potential effect of the color and of the dyeing process on the radiative properties.

The paper is organized as follows: the experimental setup used to characterize the radiative properties of fabrics is presented in Section 1. Section 2 gives some details on the fabrics and the protective clothings used in this paper. Finally, Section 3 sums up the experimental results obtained in this study and the effects of fabric color and dyeing process are discussed.

2. Experimental setup for radiative characterization

The radiative properties measured in the present study are directional-hemispherical transmissivity τ and directional-hemispherical reflectivity ρ, leading to the evaluation of the absorptivity α. These properties correspond to the parts of the incoming radiation which are transmitted through the protective clothing or any considered fabric, reflected by it and absorbed by it, respectively. These features all depend on the radiation wavelength or wavenumber (which is often used for the presentation of spectroscopic data, both scale types will be used in the following results). Radiative balance on the incident radiation results in

$$\tau_\nu + \rho_\nu + \alpha_\nu = 1 \quad (1)$$

Practically, measurements on the hemispherical transmissivity and reflectivity are performed and the results on the absorptivity are deduced from the radiative balance equation (1). Directional-hemispherical transmissivity and reflectivity measurements have been carried out in the visible–infrared range from wavenumber 450 cm^{-1} to 25 000 cm^{-1} or from wavelength 400 nm to 22 μm. It

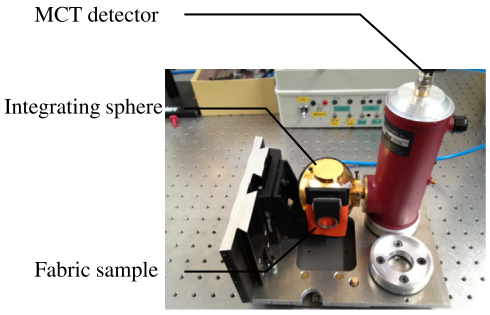


Fig. 4. Experimental setup for radiative property measurements.

is recalled that the wavenumber is the inverse of the wavelength. This spectral range almost covers all the spectral emission of any source with temperature within the range between 400 K and values up to 1500 K, which is representative of a high value for flame temperature. As an illustration, a blackbody source at 500 K emits 96% of its radiation between 2.9 and 29 μm. At 1500 K, the corresponding emission range is between 1.9 and 19 μm [16]. Flame emission cannot be simply modelled, neither as a black, nor as a grey emission. However, spectroscopic measurements clearly confirmed the role of soot in the near infrared region and gas contributions in definite bands in particular between 2.5 and 10 μm [4]. The present investigation range is consequently well suited for the radiative property evaluation. The extension to the visible range allows detailing the actual role of the color itself in the radiative property modification.

The experimental setup used in this study is similar to the one presented in [17] used to determine the radiative properties of vegetal matter. It combines for the IR range: an IR integrating sphere by Labsphere, a FTIR spectrometer (Vertex 80 Bruker) and an MCT detector by InfraRed Associates (cf. Fig. 4 for an overview of the experimental setup, involving the detector, the integrating sphere and the sample). Averaged data with a spectral resolution of 4 cm^{-1} based on 1000 scans were obtained, which ensured a very good accuracy (low noise over signal ratio) without requiring excessive acquisition time. In the visible range, a second integrating sphere (Labsphere) was used with a spectrophotometer (Cary 500 by Varian). Measurements were performed on 500 scans in this range as the spectral acquisition is easier, not affected by atmospheric gases (H_2O and CO_2 in particular).

Integrating spheres were located just after the beam output (φ_{inc}) from the spectrometer, the position of the sample relative to the integrating sphere depending on the expected radiative property. Indeed, the beam φ_{inc} exiting from the spectrometer impinged the coat sample and was collected by the integrating sphere after reflection (φ_r, cf. Fig. 5(a)) or after transmission (φ_t, cf. Fig. 5(b)). These radiative fluxes were compared with the reference one φ_{ref} obtained without the sample (cf. Fig. 5(c)).

Spheres specifically tailored to the infrared and visible ranges were used with, respectively, a gold internal coating for the IR range and a white painting (spectralon ®) for the visible range warranting a reflectivity factor ρ_{sphere} which is equal to 0.965 for IR range and considered to be 1 for the visible domain. The

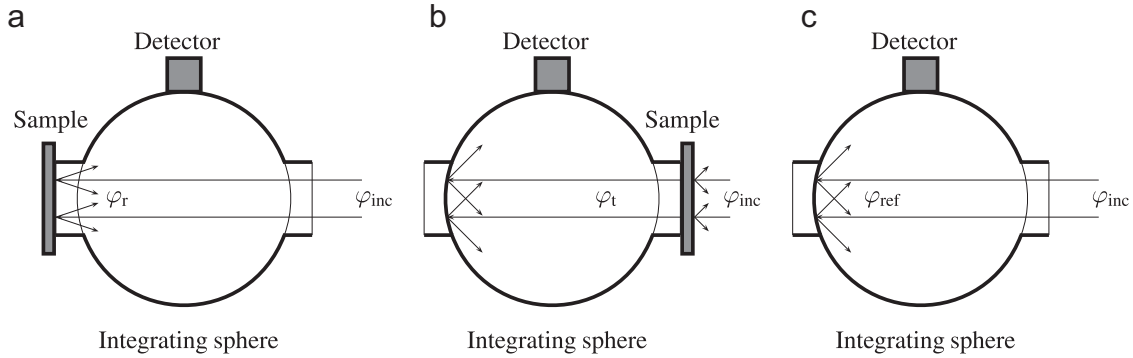


Fig. 5. Sketches of radiative property measurements. (a) Reflexion measurement. (b) Transmission measurement. (c) Reference measurement.

reflectivity was then estimated by

$$\rho_\nu = \rho_{\text{sphere}} \frac{\varphi_{r_\nu} - \varphi_{\text{zero}_\nu}}{\varphi_{\text{ref}_\nu} - \varphi_{\text{zero}_\nu}} \tag{2}$$

The transmissivity was calculated by

$$\tau_\nu = \frac{\varphi_{t_\nu} - \varphi_{\text{zero}_\nu}}{\varphi_{\text{ref}_\nu} - \varphi_{\text{zero}_\nu}} \tag{3}$$

where $\varphi_{\text{zero}_\nu}$ corresponds to the experimental setup offset (e.g. MCT detector). The absorptivity was deduced from the previous results (ρ_ν and τ_ν) in using the radiative balance given by Eq. (1).

Data provided by the spectrometer and the spectrophotometer present a good overlapping in the range between 3000 and 6000 cm^{-1}. Data in this range were averaged using a weighted arithmetic mean. At 3000 cm^{-1}, the weight was 1 for the data provided by the spectrometer and 0 for the spectrophotometer. At 6000 cm^{-1}, weights were reversed and a linear variation was set between these two limits.

3. Presentation of the fabric samples used for this study

The protective clothings tested in this study were provided by the Fire and Rescue Service Department of Meurthe et Moselle (Service Départemental d'Incendie et de Secours, SDIS 54) and of Vendée (SDIS 85). These PPE are still used today by all Fire and Rescue Services in France. The names of fabric manufacturers will not be given in this paper for confidentiality reasons.

Table 2
Features of the fire intervention jacket tested in this work.

Name	Color	Number of fabrics	Outermost layer composition	Use
Jacket #1	Blue	4	Synthetic fibers	Fire intervention jacket
Jacket #2	Blue	3	Synthetic fibers	Fire intervention jacket
Jacket #3	Orange	3	Synthetic fibers	Fire intervention jacket
Jacket #4	Gold	3	Synthetic fibers	Fire intervention jacket
Jacket #5	Black	2	Leather	Fire intervention jacket
Jacket #6	Blue	2	Synthetic fibers	Daily use for firefighters (not for firefighting operations)
T-Shirt #1	Black	4	100% cotton	Daily use/comfort

Four fire intervention jackets were tested. Two of them are blue and are referred to Jacket #1 (cf. Fig. 6(a)) and #2. The third jacket is orange and is referred to Jacket #3. The fourth jacket (Jacket #4) is gold. An old fire intervention jacket in leather (Jacket #5 in Fig. 6 (b)) was also selected in order to compare its radiative properties with the other protective clothings. A firefighter suit jacket that is daily worn by the firemen was also studied for a comparison with intervention jackets (Jacket #6). It is composed of one single layer, made up with synthetic fibers. A representation of this jacket is given in Fig. 6(c). Finally, the properties of a black 100% cotton T shirt were tested in order to emphasize the efficiency of PPE as

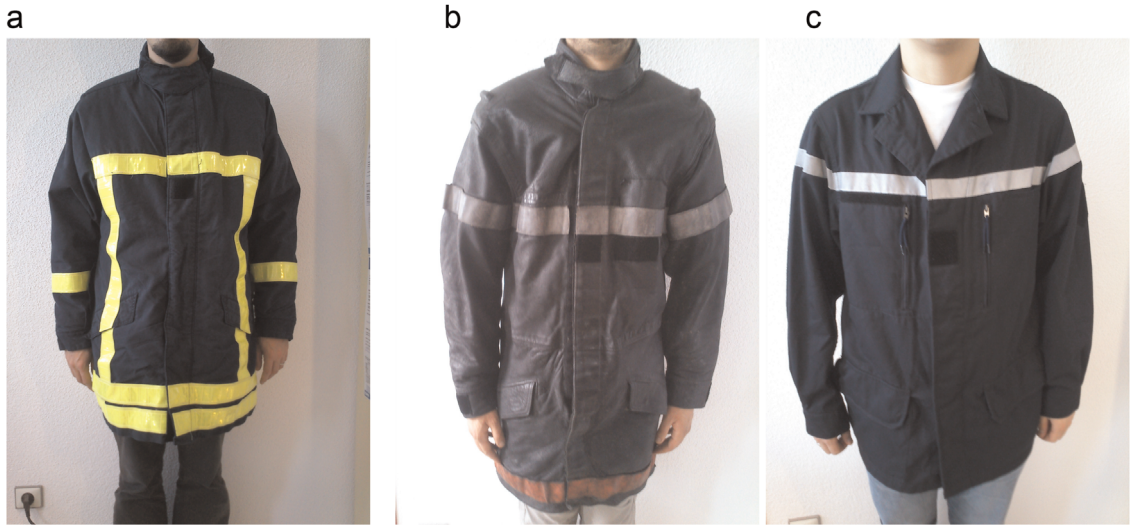


Fig. 6. Personal protective equipments tested in this study. (a) Fire intervention jacket – Jacket #1. (b) Fire intervention jacket in leather – Jacket #5. (c) Fireman suit jacket – Jacket #6. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

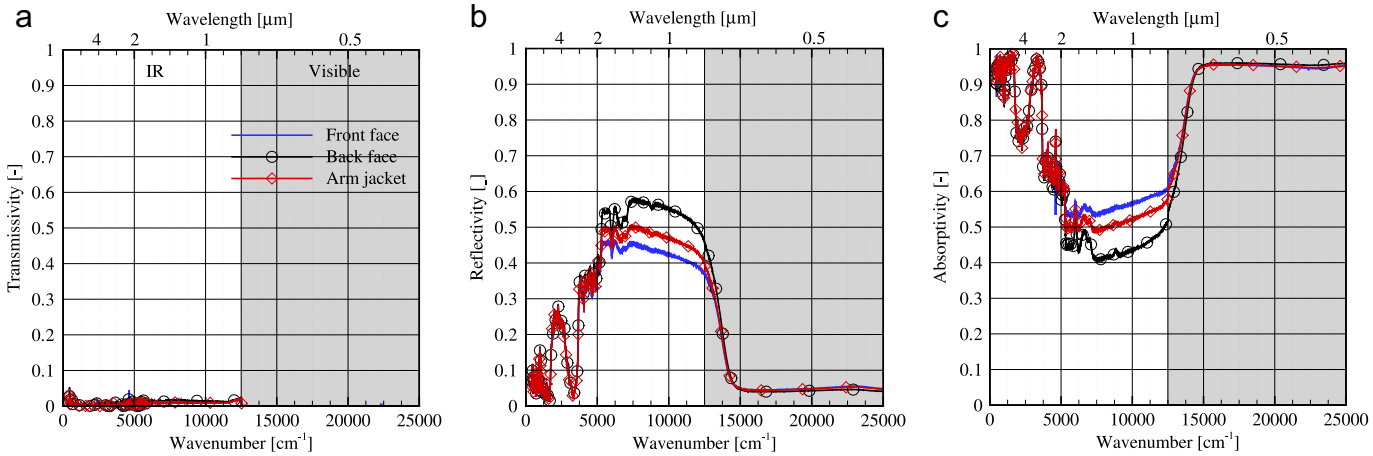


Fig. 7. Radiative properties for different samples from the same jacket (Jacket #1). (a) Transmissivity. (b) Reflectivity. (c) Absorptivity.

compared to basic fabrics. It is referred to T-shirt #1. All the features of the fire intervention jackets tested in this work are summarized in Table 2.

4. Radiative properties of protective fabrics for firefighters

4.1. Homogeneity of radiative properties

Repeatability and accuracy were partly ascertained by averaging over a large number of scans [17], but obtained results can depend on the jacket part from which the samples were extracted. The first results presented in this section aim to check the homogeneity of the radiative properties of a given jacket.

Several samples from Jacket #1 were selected at different locations: on the front face, on the back face and on the jacket arm. The samples with all their layers were considered (the individual contribution of each layer on the radiative transfer will be detailed in the next sub-section).

Fig. 7 presents the obtained radiative properties: the directional-hemispherical transmissivity τ_ν (cf. Fig. 7(a)), the directional-hemispherical reflectivity ρ_ν (cf. Fig. 7(b)) and the spectral absorptivity α_ν (cf. Fig. 7(c)). The radiative properties of these three samples are close one to the others. A maximal discrepancy of 25% was observed on the spectral reflectivities for samples from the back and front faces, but in a restricted spectral range. As a whole, these observations demonstrate that the radiative properties of Jacket #1 are near homogeneous. The uncertainty range of the experimental setup combined with signs of wear on the jackets can explain the discrepancies between the results).

The transmissivity close to 0 for the whole spectral range means that an incident radiative flux can only be reflected (which is interesting for the thermal insulation property on the protective clothing) or absorbed.

Beside this zero transmissivity, two different zones are seen in Fig. 7 regarding reflectivity and absorptivity. These properties are almost constant in the visible (between 15 000 and 25 000 cm^{-1}) with values close to 0.05 and 0.95 for reflectivity and absorptivity respectively. On the contrary, spectral variations were observed in the infrared range, with maximum value between 0.45 and 0.55 for the reflectivity and consequently a minimum value in the same range for the absorptivity (which is the complementary part to 1). However, it is well known that the spectral distribution of a radiative source such as a flame or a blackbody does not follow a uniform distribution over the spectral range. Then, average absorptivities must be computed weighting the integral with the spectral distribution of the source. For a blackbody source, this yields the so-called Planck's mean as follows:

$$\overline{\beta} = \frac{\int_{\Delta\nu} \beta_\nu I_\nu^{\circ}(T)\, d\nu}{\int_{\Delta\nu} I_\nu^{\circ}(T)\, d\nu} \quad (4)$$

where $I_\nu^{\circ}(T)$ is the Planck's blackbody intensity estimated at a given wavenumber ν and at a temperature T. $\Delta\nu$ is the integration domain. The generic radiative property β can be replaced either by α, ρ or τ. Even if the emission spectrum of a flame is not of blackbody type (see the recent study [4], among others, for a discussion on that topic), Planck's averages involving a black emission give a good insight on the jacket behavior in the visible–IR range.

Mean values for absorptivities and reflectivities were estimated for temperatures of the radiative source ranging between 800 K and 1400 K in considering the mean spectral properties based on the three samples (cf. Fig. 7). The spectral transmissivity was considered to be null owing to Fig. 7(a). The results are summed up in Table 3. The absorptivity ranges between 0.75 and 0.85, which confirms the high absorption of the jacket, due to the too low reflectivity (between 0.15 and 0.25) for an optimal protection. These values are weaker than those involved in usual numerical studies, where $\overline{\alpha}$ often reaches 0.9 [8]. Moreover, the absorptivity decreases when the incident source temperature increases. This behaviour can be explained by the shift of the intensity peak (second Wien's law) toward the spectral zone between 5000 and 12 500 cm^{-1} when the source temperature increases. In this spectral range, the spectral absorptivity is weaker, which results in a decrease of the average absorptivity.

These comments hold for the complete multi-layer jacket. The separate influence of the different layers was also investigated with the same experimental apparatus. This can show if the outermost layer allows stopping radiation alone, or not. Considering that radiation is absorbed by the jacket, transfer by re-radiation toward the inner layers can also occur. In that case, radiative transfer between successive layers through the small space between them must be considered. Hence, their radiative properties are required. They are presented in the next subsection.

Table 3
Mean absorptivities and reflectivities as a function of the source temperature.

T – Radiative source temperature (K)	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
$\overline{\alpha}$ – mean absorptivities (–)	0.85	0.83	0.82	0.80	0.78	0.76	0.75
$\overline{\rho}$ – mean reflectivities (–)	0.15	0.17	0.18	0.20	0.22	0.24	0.25

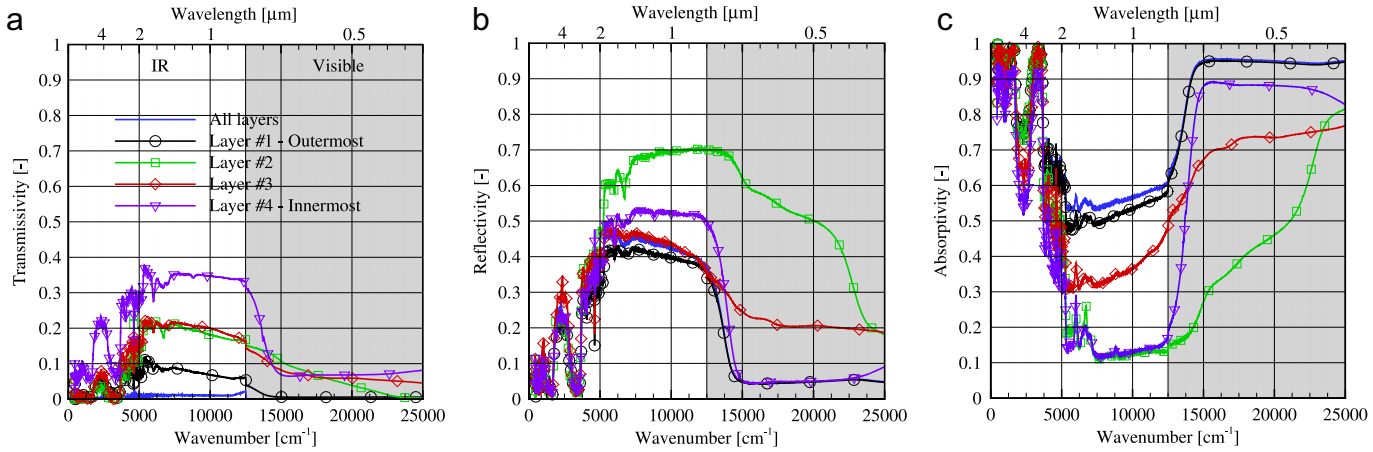


Fig. 8. Radiative properties of each layer used in Jacket #1. (a) Transmissivity. (b) Reflectivity. (c) Absorptivity.

4.2. Radiative properties of different layers

Jacket #1 is made up of 4 layers. Fig. 8 presents the radiative properties of each layer and recalls the characteristics obtained for the complete Jacket #1. Each layer has a non-zero transmissivity, but the successive attenuations finally yield a zero value for the complete jacket (cf. Fig. 8(a)). The spectral transmissivity of Layer #4 is the largest, due to its higher porosity, as it was seen in Fig. 3 (d). Fig. 8(b) presents the corresponding results for the spectral reflectivity. The highest reflection was obtained for the moisture barrier (Layer #2). ρ_λ reaches values up to 70%. The reason is the presence of a waterproof membrane that increases the reflected radiations. This membrane can be seen in Fig. 3(b) on the upper face of the fabric. However, the reflectivity of Jacket #1 is mainly due to the reflectivity of the outermost layer (curves for this layer and the complete jacket superimposed). Actually, the transmissivity through the outermost layer is too weak to allow a significant effect of the multiple reflections inside the jacket. Radiation transmitted through the first layer contributes to the radiation absorption by the whole jacket.

Finally, Fig. 8(c) presents the absorptivity of each layer. Strong variations were observed depending on the wavenumber. As expected from the reflectivity and the transmissivity values, the absorptivity of inner layers is significantly lower, in particular in the near infrared and the visible range. The non-grey behavior is obvious with values ranging between 0.1 and 1. Again the jacket property is close to the one of its outermost layer.

This is also schematically confirmed, considering an incident radiation impinging the jacket separated in its four successive layers in Fig. 9. The transmitted, reflected and absorbed fluxes were evaluated in percents along the radiation path, taking into account the layer properties. A blackbody with temperature set to 1000 K (cf. Fig. 9(a)) and 1300 K (cf. Fig. 9(b)) was used as the radiative source. The emission by the jacket itself was not taken into account (cold medium assumption). The incident radiative flux was supposed to come from the left with reference value of 100%. In the figures, the value indicated inside a given layer is absorbed. The complementary part is reflected or transmitted. Flux ratios below 0.5% were no more tracked farther. As a consequence radiation never went farther than layer 3. The major role of the outermost layer was confirmed. The global behavior was still affected by the second layer, but in a really weaker manner. The third layer was found to be negligible influence regarding incident radiation (but its properties have to be known for calculations involving re-radiation and proper emission between the layers – reminding that 80% of radiative energy emitted by a medium at 300 K is involved between 400 nm and 22 μm).

4.3. Comparison between different protective clothings

The aim of this section is to compare the radiative properties of different protective clothings. The samples studied were Jacket #1, a fire intervention jacket in leather (Jacket #5), a simple firefigther jacket (Jacket #6) and a black T-shirt (T-shirt #1) for the comparison with common clothing.

The radiative properties are plotted in Fig. 10. The transmissivities (cf. Fig. 10(a)) were found all close to zero, except for the black T-shirt, which of course was not designed for the protection. Such 30 % transmission would be unacceptable considering the high incident fluxes provided by flames. The jackets are preventing for direct radiation transmission. When considering the reflectivity (cf. Fig. 10(b)) measurements surprisingly showed that the T-shirt was the most reflecting element in the IR domain. Values up to 65% were found, which is a good property in order to

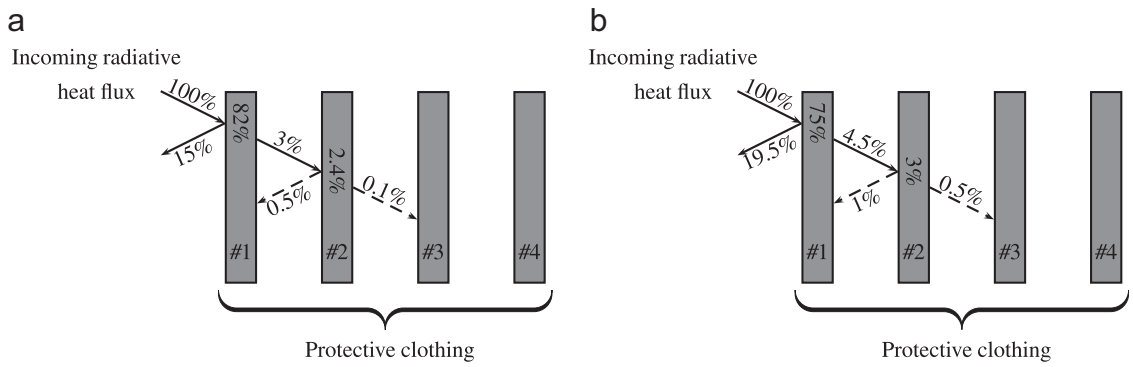


Fig. 9. Illustrations of the radiative energy distribution inside Jacket #1 for different radiative sources. (a) Temperature source at 1000 K. (b) Temperature source at 1300 K.

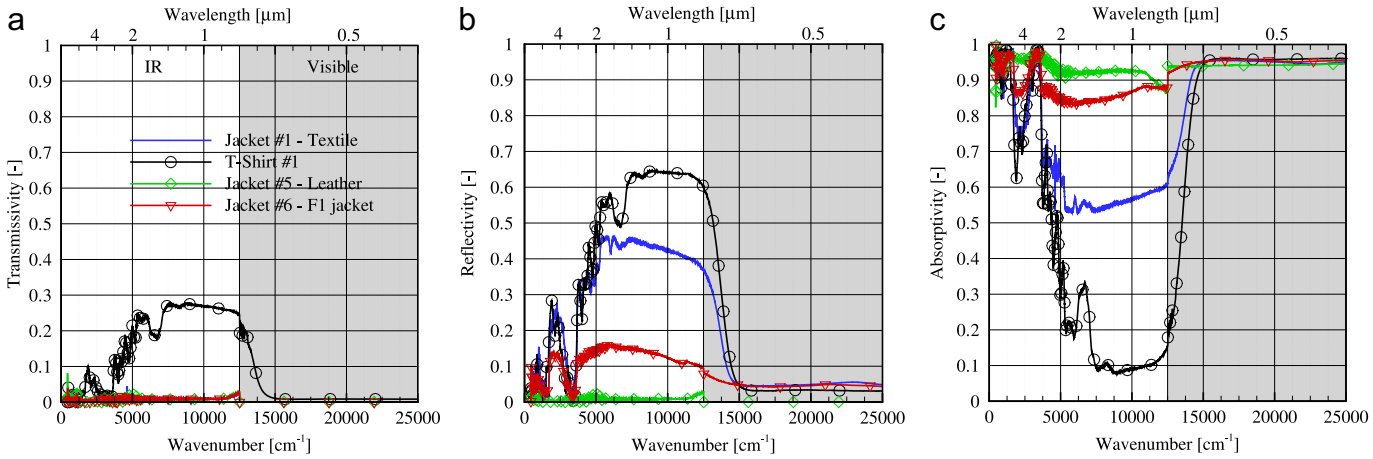


Fig. 10. Radiative properties of different fabrics used during firefighting operation. (a) Transmissivity. (b) Reflectivity. (c) Absorptivity.

limit the absorption, but which cannot counterbalance the above-discussed transmission. On the contrary, a near zero reflectivity was found for the leather jacket, which penalizes its protection ability as compared with the other jackets. Finally, the resulting absorptivities are plotted in Fig. 10(c). The particular case of the T-shirt must be considered apart from the others. Its weak absorptivity in the near infrared range partly comes from an unwanted transmission. All the jackets showed a high absorptivity, reaching 90% in the visible range and below 3000 cm^{-1}. There is a decrease in the absorptivity between 3000 and 15000 cm^{-1} which is more pronounced for the Jacket #1. Indeed, Jackets #5 and #6 present little changes as a function of the wavenumber, being not far from a grey behavior.

Table 4 summarizes the data with the average absorptivities of each sample. Planck's averages are presented using the reference temperatures between 800 and 1400 K and assuming a blackbody emission. As observed before, Jackets #5 and #6 can be considered as near-grey surfaces, since their mean absorptivities are almost constant whatever the temperature of the radiative source and consequently the evolution of the Planck's curves. The mean absorptivities $\overline{\alpha}$ are 95% and 90% for Jacket #5 and Jacket #6, respectively. Jacket #1, made with polymer fibres has obviously a weaker absorptivity and presents a better protection ability, at least concerning radiative transfer.

4.4. *Effects of the fabric color*

Three jackets with different colors (cf. Fig. 11), meaning apparent different radiative properties in the visible range, were compared in order to quantify the role of the fabric color. A textile may be expected to be a better candidate for radiation reflection based on its visible aspect, but this can be restricted to the visible range, without improving the radiative properties in the infrared range. In the present test Jacket #1 is blue, Jacket #3 is orange and Jacket #4 is golden yellow (named here gold). Jackets #3 and #4 are other often used-jackets for firefigther protection.

The obtained spectral radiative properties are plotted in Fig. 12 (a)–(c). The spectral transmissivities still present very low values,

Table 4
Mean absorptivities of fabrics coming from different personal protective equipments.

T - Radiative source temperature (K)	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
$\overline{\alpha}$ – Jacket #1 – textile (–)	0.85	0.83	0.82	0.80	0.78	0.76	0.75
$\overline{\alpha}$ – Jacket #5 – leather (–)	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.94
$\overline{\alpha}$ – Jacket #6 – F1 jacket (–)	0.92	0.91	0.90	0.90	0.90	0.89	0.89



Fig. 11. Samples used for experimentations: Jacket #1 (on the left hand), Jacket #3 (in the middle) and Jacket #4 (on the right hand). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

near zero except for Jacket #4 which presents a weak but non-zero value, up to 9% (cf. Fig. 12(a)). This behaviour is especially due to its weaving mode which produces some little air gaps between the polymer fibers. This porous aspect can be observed visually and explains the small transmission.

Fig. 12(b) presents the reflectivities measured for the three jackets. The values obtained for the orange jacket and the gold jacket are larger than those of Jacket #1. The spectral reflectivities can reach values up to 80% (cf. Jacket #4), with important reflection in the visible range, in accordance with their light colors. This confirms their apparent good ability regarding incident flux reflection.

As the spectral reflectivities can reach high values, while the spectral transmissivities are close to 0, this results in weaker spectral absorptivities than those observed before. Fig. 12 (c) presents the α evolution as a function of the wavenumber. The spectral absorptivities of the orange and gold jackets are weaker than the one of Jacket #1. These discrepancies can be especially observed in the near IR and in the visible domain. However, the discrepancy is very weak in the middle IR range. Hence, the fabric color does not strongly modify the radiative properties of textiles in the IR domain, which is the range mainly concerned for the thermal protection.

This can be also illustrated by the average absorptivities in Table 5. As expected, the orange jacket has the weakest absorptivity whatever the reference temperature of the source used for the Planck's averaging. Discrepancies between 4 and 7% are found as compared to the blue Jacket. This orange jacket is consequently more efficient for the thermal protection, at least concerning the radiative properties. The results for the gold jacket (Jacket #4) show a different trend. The mean absorptivities estimated for the

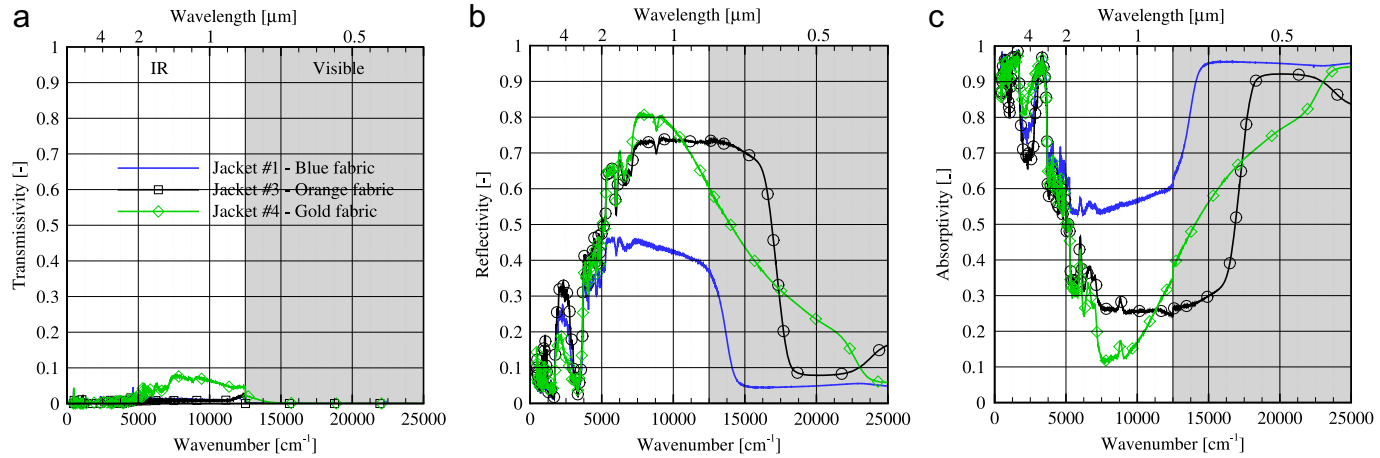


Fig. 12. Effect of fabric color on radiative properties. (a) Transmissivity. (b) Reflectivity. (c) Absorptivity. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

Table 5
Mean absorptivities of fabrics with different colors.

T – Radiative source temperature (K)	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
$\bar{\alpha}$ – Jacket #1 – blue (–)	0.85	0.83	0.82	0.80	0.78	0.76	0.75
$\bar{\alpha}$ – Jacket #3 – orange (–)	0.81	0.79	0.77	0.75	0.72	0.70	0.68
$\bar{\alpha}$ – Jacket #4 – gold (–)	0.87	0.84	0.82	0.80	0.77	0.74	0.72

lowest temperatures (below 1000 K) are larger than those of the reference Jacket (#1), indicating a less efficient protection. On the contrary, Jacket #4 becomes more efficient for sources with reference temperature above 1100 K, but the maximum discrepancy is weaker than 3%.

As a summary, the textile color (in fact light or dark color in the visible) may have a weak influence on the radiative properties, but the color is not necessary a good indicator when evaluating the efficiency of the PPE regarding thermal protection.

4.5. *Effects of the dyeing mode*

Dyeing is the process of adding colour to the textile products. Naturally, the polymer fibers are not dyed in blue, orange or gold. The protective jackets have to be dyed with respect to some color criteria. The dyeing can be applied through pigments, which give the color to the textiles and which can be added during the polymer fiber production. These fibers are then woven to form the protective jacket. In the other classical method, fibers are woven first to create the jacket, which is dyed after. Visually, the result of the two dyeing modes is similar for two jackets with the same color. Differences are hardly visible. The possible consequence of the dyeing mode on the radiative properties was studied here considering two blue jackets: Jacket #1 is a dyed jacket while Jacket #2 is made of dyed fibers (cf. Fig. 13).



Fig. 13. Fire intervention jackets used for experimentations: Jacket #1 (on the left hand) and Jacket #2 (on the right hand). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

Fig. 12 presents the radiative properties of these jackets. Here again, the spectral transmissivities are close to 0 for the two jackets (cf. Fig. 14(a)). However, some discrepancies can be observed on the spectral reflectivity and absorptivity (cf. Fig. 14 (b) and (c)). As compared to Jacket #1 the behaviour of Jacket #2 is close to be grey, with high absorptivity close to 90%.

This is confirmed by the high average absorptivity presented in Table 6. The values for Jacket #2 are near constant and equal to 90%, obviously larger than the absorptivity of Jacket #1. Hence, the dyeing mode has an important impact on the radiative properties, more than the textile color. The discrepancy on $\bar{\alpha}$ is 6% for a radiative source at 800 K and increases up to 14% for the reference temperature 1400 K.

Table 7 proposes a summary of all averaged radiative properties for each fire intervention jacket studied in this work. The most efficient jacket is the Orange one (Jacket #3) with an averaged absorptivity reaching 69% at 1400 K. On the contrary, the worst jacket is the one made up with leather with the mean absorptivity equal to 95% whatever the radiative source temperature between 800 and 1400 K.

5. Conclusion

A set of radiative properties of different Personal Protection Equipments worn by firemen during firefighting operations was presented. A special attention was paid to the spectral absorptivity over the visible–IR domain, obtained from spectroscopic measurements of transmission and reflection for selected jackets. The absorptivity gives some information on the capability of fabrics to reduce the radiative transfer coming from flames, recalling that this absorption will be partly converted and transferred through the different layers of the jacket by conduction and possible re-radiation between layers. Present measurements showed that transmission is close to zero and the reflection is low. As a consequence, protective clothings have a high spectral absorptivity in the IR range, close to 90%, which is a weakness for the thermal protection. Mean absorptivities, obtained thanks to Planck's averages, for several radiative source temperatures were calculated for different clothes. The textile color has a weak influence as

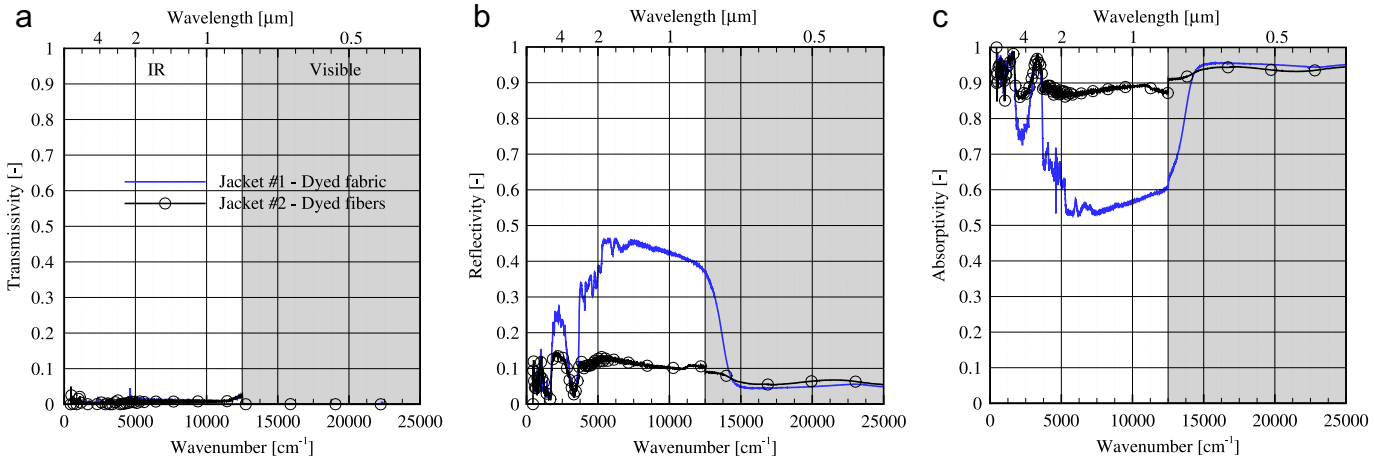


Fig. 14. Effect of dyeing mode on radiative properties of fabrics. (a) Transmissivity. (b) Reflectivity. (c) Absorptivity.

Table 6
Mean absorptivities of fabrics resulting from different dyeing modes function of radiative source temperature.

T – Radiative source temperature (K)	800	900	1000	1100	1200	1300	1400
$\bar{\alpha}$ – Jacket #1 – dyed jacket (–)	0.85	0.83	0.82	0.80	0.78	0.76	0.75
$\bar{\alpha}$ – Jacket #2 – dyed fibers in mass (–)	0.91	0.90	0.90	0.90	0.90	0.90	0.89

Table 7
Summary of the mean radiative properties obtained from fire intervention jackets

T – radiative source temperature [K]		800	900	1000	1100	1200	1300	1400
Jacket #1 – dyed jacket – blue	$\bar{\alpha}$	0.854	0.838	0.820	0.802	0.784	0.767	0.751
	$\bar{\rho}$	0.144	0.160	0.178	0.195	0.212	0.229	0.245
	$\bar{\tau}$	0.000	0.001	0.001	0.002	0.002	0.003	0.003
Jacket #2 – dyed fibers in mass – blue	$\bar{\alpha}$	0.912	0.909	0.907	0.904	0.902	0.900	0.898
	$\bar{\rho}$	0.085	0.088	0.090	0.092	0.094	0.096	0.097
	$\bar{\tau}$	0.001	0.002	0.002	0.002	0.002	0.003	0.003
Jacket #3 – textile – orange	$\bar{\alpha}$	0.815	0.794	0.772	0.751	0.729	0.708	0.688
	$\bar{\rho}$	0.182	0.203	0.224	0.246	0.267	0.287	0.307
	$\bar{\tau}$	0.001	0.002	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003
Jacket #4 – textile – gold	$\bar{\alpha}$	0.871	0.849	0.826	0.800	0.774	0.749	0.723
	$\bar{\rho}$	0.127	0.147	0.170	0.194	0.218	0.243	0.267
	$\bar{\tau}$	0.002	0.002	0.003	0.004	0.006	0.007	0.009
Jacket #5 - leather – black	$\bar{\alpha}$	0.957	0.957	0.955	0.954	0.953	0.951	0.949
	$\bar{\rho}$	0.039	0.039	0.040	0.041	0.043	0.044	0.045
	$\bar{\tau}$	0.003	0.003	0.003	0.003	0.004	0.004	0.004

a whole, because of a insignificant discrepancy observed on the spectral properties in the useful infrared range. On the contrary, the dyeing mode may have a stronger effect, resulting in a possible decrease in the absorptivity, especially when the jacket is dyed with raw polymer fibers. Present results could be used as input data involved in further numerical studies devoted to the improvement of the thermal protection of PPE. The improvement of the radiative properties, with a larger reflectivity in the infrared in particular, is a possible solution.

The next study will be conducted with a fabric manufacturer in order to distinguish the role of each jacket component on the radiative properties. The main objective of this work will be to propose a new generation of fabric with optimized the spectral reflectivity.

Moreover, our next work will focus on the heat transfer between the personal protection equipment and the skin of a firefighter in order to prevent form burning injuries. The main objective will be to identify through experimental measurements and numerical models, which are the most influent parameters of the protective clothings (thermal conductivity, air gaps, ...) to improve the thermal protection. The second aim will concern the evaluation of effective times during which a firefighter can operate in safety conditions without occurring thermal injuries (skin burns for instance).

Acknowledgments

The authors would like to thank the Conseil Régional de Lorraine and the Université de Lorraine for Grant in the frame of "PEPITE" project.

The authors wish to thank Laetitia Soudre-Bau and Bernard Monod (LEMTA – CNRS – Université de Lorraine) for their valuable helps during the experimental campaign on the radiative properties of protective clothings. Moreover, Anthony Collin wishes to express special thanks to Aurélien Richy (EEIGM – Université de Lorraine) for providing pictures of fabrics by scanning electron microscopy.

References

[1] M.J. Karter Jr., J.L. Molis, Firefighter Injuries in the United States, NFPA Report, October 2012.
[2] M. Day, P.Z. Sturgeon, Thermal radiative protection of fire fighters' protective clothing, Fire Technol. 23 (1987) 49–59.
[3] R.M. Duffle, A.R. Beer, J.C. Sawichi, U.S. research in depth on protective clothing, Fire Int. 94 (1985) 41–48.
[4] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, Y. Billaud, B. Porterie, Y. Pizzo, C. Picard, Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland fire flames, J. Combust. (2011) 8 (Article ID 137437).
[5] A. Collin, P. Boulet, Evaluation of simple models of flame radiation in the frame of fire propagation, Int. J. Heat Mass Transf. 59 (2013) 83–92.
[6] J. Xam, L. Lira, J. Arce, Analysis of the temperature distribution in a guarded hot plate apparatus for measuring thermal conductivity, Appl. Therm. Eng. 29 (2009) 617–623.
[7] Y. Jannot, A. Degiovanni, G. Payet, Thermal conductivity measurement of insulating materials with a three layers device, Int. J. Heat Mass Transf. 52 (2009) 1105–1111.
[8] P. Chitrphiromsri, A.V. Kuznetsov, Modeling heat and moisture transport in firefighter protective clothing during flash fire exposure, Heat Mass Transf. 41 (2005) 206–215.

[9] A.M. Raimundo, A.R. Figueiredo, Personal protective clothing and safety of firefighters near a high intensity firefront, Fire Saf. J. 44 (2009) 514–521.
[10] Y.H. Lu, J. Li, X.H. Li, G.W. Song, The effect of air gaps in moist protective clothing on protection from heat and flame, J. Fire Sci. 31 (2013) 99–111.
[11] L.K. McCarthy, M. di Marzo, The application of phase change material in fire fighter protective clothing, Fire Technol. 48 (2012) 841–864.
[12] Y. Hu, D. Huang, Z. Qi, S. He, H. Yang, H. Zhang, Modeling thermal insulation of firefighting protective clothing embedded with phase change material, Heat Mass Transf. 49 (2013) 567–573.
[13] G.B. Delkumburewatte, T. Dias, Wearable cooling system to manage heat in protective clothing, J. Text. Inst. 105 (2012) 483–489.
[14] J. Quintiere, Radiative characteristics of fire fighters' coat fabrics, Fire Technol. 10 (1974) 153–161.
[15] G.J. Bamford, W. Boydell, ICARUS: a code for evaluating burn injuries, Fire Technol. 31 (1995) 307–335.
[16] M.F. Modest, Radiative Heat Transfer, 2nd edition, Academic Press, New York, NY, USA, 2003.
[17] B. Monod, A. Collin, G. Parent, P. Boulet, Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires, Fire Saf. J. 44 (2009) 88–95.
[18] W. Wulff and N. Zuber, Study of Hazards from Burning Apparel and the Relation of Hazards to Test Methods, Second Final Report: Georgia Institute of Technology, NTIS: COM-73-10956, 1972.

Chapitre 7

Liste des publications et des communications

La totalité de mes travaux de recherche qui ont été publiés, est regroupée et accessible via l'adresse internet suivante,

http ://anthonycollin.perso.univ-lorraine.fr/

De plus, tous mes travaux scientifiques sont repris sous ResearchID sous,

http ://www.researcherid.com/rid/I-8415-2012

L'ensemble de ma production scientifique compte, au total, 113 communications internationales et nationales qui sont réparties de la manière suivante,

- Nombre de publications en revues internationales : 30
- Nombre de livres édités : 1
- Nombre de chapitres de livres : 3
- Nombre de communications internationales avec comité de lecture et actes : 32
- Nombre de communications nationales avec comité de lecture et actes : 22
- Nombre de conférences invitées : 6
- Nombre de communications orales, colloques, séminaires invités et mémoires : 19

Deux indicateurs supplémentaires, qui permettent de juger de la qualité de cette production scientifique, sont,

- Nombre de citations : 320 (source : ResearchID et Web Of Science le 13/04/2018)
- Indice de Hirsch - Facteur h : 11 (source : ResearchID et Web Of Science le 13/04/2018)

La suite de ce chapitre donne la liste exhaustive de l'ensemble des références bibliographiques qui ont été comptabilisées dans ma production scientifique.

7.1 Publications dans des revues internationales avec comités de lecture

[R.I. 1] **A. Collin**, P. Boulet, D. Lacroix, G. Jeandel. On radiative transfer in water spray curtains using the discrete ordinates method, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 92, Issue 1, p. 85 - 110, 2005.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 24.

[R.I. 2] P. Boulet, **A. Collin**, G. Parent. Heat transfer through a water spray curtain under the effect of a strong radiative source, *Fire Safety Journal*, Vol. 41, Issue 1, p. 15 - 30, 2006.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 21.

[R.I. 3] G. Parent, P. Boulet, S. Gauthier, J. Blaise, **A. Collin**. Experimental investigation of radiation transmission through a water spray, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 97, Issue 1, p. 126 - 141, 2006.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 20.

[R.I. 4] P. Boulet, **A. Collin**, J.L. Consalvi. On the finite volume method and the discrete ordinates method regarding radiative heat transfer in acute forward anisotropic scattering media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 104, No. 3, pp 460-473, 2007.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 39.

[R.I. 5] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent, D. Lacroix. Numerical simulation of a water spray - Radiation attenuation related to spray dynamics. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 46, Issue 9, p. 856 - 868, 2007.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 27.

[R.I. 6] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent, M.R. Vetrano, J.M. Buchlin. Dynamics and thermal behaviour of water sprays. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 47, Issue 4, p. 399 - 407, 2008.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 9.

[R.I. 7] B. Monod, **A. Collin**, G. Parent, P. Boulet. Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires. *Fire Safety Journal*, Vol. 44, Issue 1, p. 88 - 95, 2009.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 29.

[R.I. 8] Z. Acem, A. Lamorlette, **A. Collin**, P. Boulet. Analytical determination and numerical computation of extinction coefficients for vegetation with given leaf distribution. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 48, Issue 8, p. 1501 - 1509, 2009.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 8.

[R.I. 9] A. Lamorlette, **A. Collin**, P. Boulet, O. Séro-Guillaume. Numerical evaluation of radiation extinction coefficient using fractal geometry for vegetation modelling. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, Vol. 56, Issue 4, p. 360 - 377, 2009.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 5.

[R.I. 10] P. Boulet, G. Parent, **A. Collin**, Z. Acem, B. Porterie, J.P. Clerc, J.L. Consalvi, A. Khaiss. Spectral emission of flames produced by vegetation fires at laboratory scale, *International Journal of Wildland Fire*, Vol. 18, Issue 7, p. 875 - 884, 2009.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 15.

[R.I. 11] **A. Collin**, S. Lechene, P. Boulet, G. Parent. Water mist and radiation interactions : application to a water curtain used as a radiative shield, *Numerical Heat Transfer. Part A : Applications*, Vol. 57, Issue 8, p. 537 - 553, 2010. *Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 13.*

[R.I. 12] J.L. Rossi, K. Chetehouna, **A. Collin**, B. Moretti, J.H. Balbi. Simplified flame models and prediction of the thermal radiation emitted by a flame front in an outdoor fire, *Combustion Science and Technology*, Vol. 182, Issue 10, p. 1457 - 1477, 2010.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 9.

[R.I. 13] **A. Collin**, J.L. Consalvi, P. Boulet. Acute anisotropic scattering in a medium under collimated irradiation, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 50, Issue 1, p. 19 - 24, 2011.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 8.

[R.I. 14] **A. Collin**, A. Lamorlette, D. Bernardin, O. Séro-Guillaume. Modelling of tree crows with realistic morphological features : new reconstruction algorithm based on Iterated Function System tool, *Ecological Modelling*, Vol. 222, Issue 3, p. 503 - 513, 2011.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 4.

[R.I. 15] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, **A. Collin**, O. Séro-Guillaume. On the emission of radiation by flames and corresponding absorption by vegetation in forest fires, *Fire Safety Journal*, Vol. 46, Issue 1-2, p. 21 - 26, 2011.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 15.

[R.I. 16] **A. Collin**, D. Bernardin, O. Séro-Guillaume. A physical based cellular automaton model for forest-fire propagation, *Combustion Science and Technology*, Vol. 183, Issue 4, p. 347 - 369, 2011.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 9.

[R.I. 17] A. Lamorlette, **A. Collin**, O. Séro-Guillaume. Characterization of heat transfer between phases inside a porous medium as applied to vegetal set representations, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, Issue 4, p. 607 - 617, 2012.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 5.

[R.I. 18] A. Lamorlette, **A. Collin**. Analytical quantification of convective heat transfer inside vegetal structures, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 57, p. 78 - 84, 2012.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 5.

[R.I. 19] **A. Collin**, P. Boulet. Evaluation of simple models of flame radiation in the frame of fire propagation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 59, p. 83 - 92, 2013.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 5.

[R.I. 20] Y. Billaud, P. Boulet, Y. Pizzo, G. Parent, Z. Acem, A. Kaiss, **A. Collin**, B. Porterie. Determination of woody fuel flame properties by means of emission spectroscopy using a genetic algorithm, *Combustion Science and Technology*, Vol. 185, p. 579 - 599, 2013.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 4.

[R.I. 21] A. Jenft, **A. Collin**, P. Boulet, G. Pianet, A. Breton, A. Muller. Experimental and numerical study of pool fire suppression using water mist, *Fire Safety Journal*, Vol. 67, p. 1 - 12, 2014.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 18.

[R.I. 22] P. Boulet, J. Gérardin, Z. Acem, G. Parent, **A. Collin**, Y. Pizzo, B. Porterie. Optical and radiative properties of clear PMMA samples exposed to a radiant heat flux, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 82 , p. 1 - 8, 2014.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 8.

[R.I. 23] B. Le-Corre, **A. Collin**, L. Soudre-Bau, Y. Meshaka, G. Jeandel. Glass sagging simulation with improved calculation of radiative heat transfer by the optimized reciprocity Monte Carlo method, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 70, p. 215 - 223, 2014.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 1.

[R.I. 24] A. Jenft, P. Boulet, **A. Collin**, G. Pianet, A. Breton, A. Muller. Can we predict fire extinction by water mist with FDS ? *Mechanics and Industry*, Vol. 14, p. 389 - 393, 2014. *Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 1.*

[R.I. 25] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, **A. Collin**, M. Försth, N. Bal, G. Rein, J. Torero. Radiation emission from a heating coil or a halogen lamp on a semitransparent sample, *International Journal of Thermal Science*, Vol. 77 , p. 223 - 232, 2014.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 11.

[R.I. 26] **A. Collin**, A. Marchand, A. Kadi, Z. Acem, P. Boulet, J. Pageaux, S. Pinson, M. Lepelletier, Y. Van Waelfelghem, F. Magnolini, H. Charette. Study on visible-IR radiative properties of personal protective clothings for firefighting, *Fire Safety Journal*, Vol. 71, p. 9 - 19, 2015.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 2.

[R.I. 27] P. Boulet, D. Brissinger, **A. Collin**, Z. Acem, G. Parent. On the influence of the sample absorptivity when studying the thermal degradation of materials, *Materials*, Vol. 8, p. 5398 - 5413, 2015.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 4.

[R.I. 28] B. Batiot, T. Rogaume, **A. Collin**, F. Richard, J. Luche. Sensitivity and uncertainty analysis of Arrhenius parameters in order to describe the kinetic of solid thermal degradation during fire phenomena, *Fire Safety Journal*, Vol. 8, p. 5398 - 5413, 2015.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 1.

[R.I. 29] Z. Acem, D. Brissinger, **A. Collin**, G. Parent, P. Boulet, T.H.Y. Quach, B. Batiot, F. Richard, T. Rogaume. Surface temperature of carbon composite samples during thermal degradation, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 112, p. 427 - 438, 2017.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 0.

[R.I. 30] A. Jenft, P. Boulet, **A. Collin**, N. Trévisan, P.-N. Mauger, G. Pianet, Modeling of fire suppression by fuel cooling, *Fire Safety Journal*, Vol. 91, p. 680 - 687, 2017.
Times cited (Web of Science - 13/04/2018) : 0.

7.2 Livres édités

[L.L. 1] **A. Collin**, R. Vinay. *Les caméras thermiques*, Éditions Carlo Zaglia, 2016.

7.3 Chapitres de livres édités

[C.L. 1] O. Séro-Guillaume, D. Calogine, **A. Collin**, A. Lamorlette. On Vegetation Modelling For Forest Fires Combustion Models. *Forest Fires : Detection, Suppression and Prevention*, Editors : Eduards Gomez and Kristina Alvarez, Series : Natural Disaster Research, Prediction and Mitigation.

[C.L. 2] B. Batiot, A. Marchand, **A. Collin**. Chapitre 08 - La formation en caisson : contraintes thermiques subies par les opérationnels en formation. *La formation incendie*, Éditions Carlo Zaglia, 2016.

[C.L. 3] A. Marchand, **A. Collin**. Chapitre 11 - Le comportement radiatif des EPI textiles. *La formation incendie*, Éditions Carlo Zaglia, 2016.

7.4 Congrès internationaux avec actes et comités de lecture

[C.I. 1] N. Berour, D. Lacroix, **A. Collin**, G. Jeandel, A. Warin. *Transfert radiatif et conductif dans un milieu non gris, absorbant, émettant et diffusant. Application aux barrières incendie*, 11eme Journées internationales de Thermique, Alger, pp 133-140, 21-23 juin, 2003.

[C.I. 2] N. Berour, D. Lacroix, X. Brige, **A. Collin**, G. Jeandel. *Discretization scheme efficiency for RTE solution in the case of coupled radiative and conductive heat transfer in high temperature glasses*, Poster presentation at the Fourth International Symposium on Radiative Transfer - RAD 04, Istanbul, pp 5-7, June 20-25, 2004.

[C.I. 3] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent and D. Lacroix. *Modeling heat exchanges in a water spray with strong radiative transfer participation*, Fourth International Symposium on Radiative Transfer - RAD 04, Istanbul, pp 487-496, June 20-25, 2004.

[C.I. 4] P. Boulet, **A. Collin**, G. Parent. *Monte Carlo simulation of radiation shielding by water curtains*, Proceedings of the Computational Thermal Radiation in Participating Media II - Eurotherm Seminar 78 - Poitiers, pp 53-62, April 05-07, 2006.

[C.I. 5] **A. Collin**, G. Parent, D. Lacroix, P. Boulet. *Simulation of radiative transfer through a water spray - Study of a fire safety device in a small scale tunnel*, Proceedings of the Fifth International Symposium on Radiative Transfer - RAD 05, Bodrum, June 2007.

[C.I. 6] A. Lamorlette, **A. Collin**, O. Séro-Guillaume, P. Boulet. *Numerical investigation of radiation extinction coefficient using fractal geometry for vegetation modelling*, Sixth Mediterranean Combustion Symposium - Porticcio, France, June 7 - 11, 2009.

[C.I. 7] O. Séro-Guillaume, **A. Collin**, D. Bernardin. *Forest fires modelling, what purposes and what issues ?*, Workshop on Wildfire Research, Sixth Mediterranean Combustion Symposium - Porticcio, France, June 7, 2009.

[C.I. 8] G. Parent, Z. Acem, **A. Collin**, P. Boulet, *Radiative properties in the frame of forest fires*, Sixth International Symposium on Radiative Transfer - Antalya, Turkey, June 13 - 19, 2010.

[C.I. 9] **A. Collin**, O. Séro-Guillaume, F. Anstett-Collin. *Global sensitivity analysis of a fire propagation model : Effect of vegetation properties on the fire features*, Sixth International Conference on Forest Fire Research - Coimbra, Portugal, November 15 - 18, 2010, p 133.

[C.I. 10] E. Blanchard, P. Boulet, P. Carlotti, **A. Collin**, A. Jenft, S. Lechêne, *Modeling water spray - from laboratory scale to fire safety application*, 5th FIRESEAT symposium - Edinburgh, Scotland, November 2011.

[C.I. 11] S. Lechêne, Z. Acem, G. Parent, **A. Collin**, P. Boulet, *Radiative shielding by water mist : comparisons between downward, upward and impacting injection of droplets*, Computational Thermal Radiation in Participating Media IV - Eurotherm Seminar 95 - Nancy, France, April 2012.

[C.I. 12] Y. Billaud, A. Kaiss, M. Drissi, Y. Pizzo, B. Porterie, N. Zekri, Z. Acem, **A. Collin**, P. Boulet, F. Bosseur, P.A. Santoni, *A hybrid small-world network/semi-physical model for predicting wildfire spread in heterogeneous landscapes*, 6th European Thermal Sciences Conference, Poitiers, France, September 04-07th 2012.

[C.I. 13] **A. Collin**, A. Lamorlette, *Quantification of convective heat transfer inside tree structures*, 6th European Thermal Sciences Conference, Poitiers, France, September 04-07th 2012.

[C.I. 14] G. Parent, Z. Acem, **A. Collin**, P. Boulet, Y. Pizzo, P. Mindykowski, A. Kaiss, B. Porterie, *Radiative flux emitted by a burning PMMA slab*, 6th European Thermal Sciences Conference, Poitiers, France, September 04-07th 2012.

[C.I. 15] B. Batiot, **A. Collin**, F. Richard, J. Luche, T. Rogaume, *Sensitivity analysis of solid degradation mechanism with the Arrhenius law under inert atmosphere*, International Congress "Fire Computer Modeling", Santander, Spain, October 18-19th 2012.

[C.I. 16] B. Batiot, T. Rogaume, **A. Collin**, *Numerical investigation of the Arrhenius law to represent the thermal degradation of a solid*, 7th International Seminar on Fire and Explosion Hazards, Providence, USA, May 5-10th 2013.

[C.I. 17] **A. Collin**, R. Berfroi, Z. Acem, G. Parent, P. Boulet, Y. Billaud, Y. Pizzo, A. Kaiss, B. Porterie, *Identification of temperature and composition of flames from wildland fine fuels using IR spectrometry data*, 13th International Conference and Exhibition on Fire Science and Engineering, INTERFLAM 2013, Royal Holloway College, Nr Windsor, UK, 24-26 June 2013.

[C.I. 18] A. Jenft, **A. Collin**, P. Boulet, *Identification of fire suppression mechanisms by water mist : experimental and numerical analysis*, 13th International Conference and Exhibition on Fire Science and Engineering, INTERFLAM 2013, Royal Holloway College, Nr Windsor, UK, 24-26 June 2013.

[C.I. 19] B. Le Corre, L. Bau, **A. Collin**, Y. Meshaka, G. Jeandel, *Numerical simulation of glass sagging. Focusing on the radiative heat transfer modeling*, 23rd International Congress on Glass, Prague, 1-5 July 2013.

[C.I. 20] A. Jenft, A. Muller, G. Pianet, A. Breton, P. Boulet, **A. Collin**. *Predicting fire suppression by water spray with numerical codes : model development and validation*, Fire Sprinkler International 2014, London, UK, 20-21 May 2014.

[C.I. 21] Z. Acem, **A. Collin**, A. Kadi, A. Marchand, P. Boulet. *Radiative behaviour of firefighters protective clothing*, Proceedings of 11th International Symposium on Fire Safety Science, University of Canterbury, New Zealand, February 10 - 14, 2014.

[C.I. 22] S. Lechene, R. Morlon, E. Blanchard, C. Rebuffat, G. Parent, Z. Acem, **A. Collin**, P. Boulet. *On real radiative shielding effect when applying water mist in case of fire*, Proceedings of 11th International Symposium on Fire Safety Science, University of Canterbury, New Zealand, February 10 - 14, 2014, IAFSS Best Poster Award.

[C.I. 23] A. Marchand, **A. Collin**, P. Boulet, Z. Acem. *Radiative properties of firefighters' protective clothing worn during forest fire operations*, Proceedings of 7th International Conference on Forest Fire Research, Coimbra, Portugal, November 14 - 21, 2014.

[C.I. 24] A. Marchand, N. Trevisan, **A. Collin**, P. Boulet. *Experimental and numerical study of fire behaviour : Effects of the width on the rate of spread*, Proceedings of 7th International Conference on Forest Fire Research, Coimbra, Portugal, November 14 - 21, 2014.

[C.I. 25] J. Gérardin, A. Marchand, N. Trévisan, **A. Collin**, Z. Acem, P. Boulet. *Lab-scale study of radiative fluxes received from a fire front*, Proceedings of Computational Thermal Radiation in Participating Media V - Albi, France, 1 - 3 April 2015.

[C.I. 26] J. Pouplin, **A. Collin**, Z. Acem, G. Parent, P. Boulet. *Study of a V-shape flame based on IR spectroscopy and IR imaging*, Proceedings of Computational Thermal Radiation in Participating Media V - Albi, France, 1 - 3 April 2015.

[C.I. 27] T. Gasparotto, **A. Collin**, P. Boulet, G. Pianet, A. Muller. *An evacuation model based on a continuous approach*, Proceedings of 1st SFPE Europe Conference Fire Safety Engineering, Copenhagen, Denmark, 4 - 5 June, 2015.

[C.I. 28] S. Roblin, B. Batiot, T. Rogaume, F. Richard, J. Baillargeat, M. Poisson, **A. Collin**, Z. Acem, A. Marchand, M. Lepelletier. *Improvement of the firefighters' training : Assessment of the constraints during compartment fire behaviour trainings in shipping container*, Proceedings of 2nd European Symposium on Fire Safety Science, Nicosia, Cyprus, 16 - 18 June, 2015.

[C.I. 29] J. Pouplin, A. Marchand, **A. Collin**, Z. Acem, P. Boulet. *Identification of flame properties from spectral emission analysis*, Proceedings of 17èmes Journées Internationales de Thermique, Marseille, France, 28 - 30 October, 2015.

[C.I. 30] D. Brissinger, G. Parent, **A. Collin**, Z. Acem, P. Boulet, T.H.Y. Quach, B. Batiot, F. Richard, T. Rogaume. *Identification of a surface temperature during the thermal degradation of a carbon composite sample*, Proceedings of 17èmes Journées Internationales de Thermique, Marseille, France, 28 - 30 October, 2015.

[C.I. 31] A. Marchand, J. Gérardin, **A. Collin**, Z. Acem, P. Boulet. *Evaluation of the radiative flux received from a fire front by a solid structure in a fuel break*, Proceedings of 17èmes Journées Internationales de Thermique, Marseille, France, 28 - 30 October, 2015.

[C.I. 32] T. Gasparotto, **A. Collin**, P. Boulet, G. Pianet, A. Muller. *An emergency egress model based on a macroscopic continuous approach*, Proceedings of 14th International Conference and Exhibition on Fire Science and Engineering, Royal Holloway College, Nr Windsor, UK, 4 - 6 July 2016.

7.5 Congrès nationaux avec actes et comités de lecture

[C.N. 1] **A. Collin**, X. Brige, P. Boulet, G. Parent. *Transferts couplés en milieu diphasique : applications aux rideaux d'eau*, Congrès Français de Thermique SFT, pp 551-556, Presqu'île de Giens, 25-28 mai 2004.

[C.N. 2] P. Boulet, G. Parent, **A. Collin**. *Sur le rôle de la diffusion dans un spray de gouttelettes d'eau*, Congrès Français de Thermique SFT, pp 433-438, Reims, 30 mai-2 juin 2005.

[C.N. 3] **A. Collin**, N. Berour, P. Boulet, D. Lacroix. *Transfert radiatif dans un milieu tridimensionnel : application de la méthode des volumes finis associée au modèle cK*, Congrès Français de Thermique SFT, pp 403-408, Reims, 30 mai-2 juin 2005.

[C.N. 4] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent. *Application de la méthode de Monte Carlo à l'étude du transfert radiatif dans un rideau d'eau*, Congrès Français de Thermique SFT, pp 483-488, Ile de Ré, 16-19 mai 2006.

[C.N. 5] **A. Collin**, A. Lamorlette, Z. Acem, P. Boulet. *Etude des propriétés radiatives de la végétation à destination des modèles de propagation des feux de forêts*. Congrès Français de Thermique SFT, Toulouse, 03 au 06 juin 2008.

[C.N. 6] **A. Collin**, S. Lechene, G. Parent, P. Boulet. *Influence du mode de pulvérisation des gouttes sur l'atténuation du rayonnement par un brouillard d'eau*. Congrès Français de Thermique SFT, Toulouse, 03 au 06 juin 2008.

[C.N. 7] S. Lechene, G. Parent, **A. Collin**, P. Boulet. *Sprays ascendant et descendant utilisés comme écran radiatif. Etudes expérimentale et numérique*, Congrès Français de Thermique, Vannes, 26 au 29 mai 2009.

[C.N. 8] A. Lamorlette, **A. Collin**, P. Boulet, O. Séro-Guillaume. *Etude numérique du coefficient d'extinction pour une structure végétale générée à l'aide de fractals*, Congrès Français de Thermique, Vannes, 26 au 29 mai 2009.

[C.N. 9] Z. Acem, B. Monod, **A. Collin**, A. Lamorlette, P. Boulet. *Etude des propriétés radiatives des aiguilles de Pin Alep*, XIXème Congrès Français de Thermique, Vannes, 26 au 29 mai 2009.

[C.N. 10] A. Lamorlette, O. Séro-Guillaume, D. Calogine, **A. Collin**. *Etude numérique du transfert de chaleur convectif dans un arbre fractal*, Congrès Français de Mécanique, Marseille, 24 au 28 août 2009.

[C.N. 11] **A. Collin**, F. Anstett-Collin. *Analyse de sensibilité appliquée à un modèle de propagation de feux de forêts : Influence de la charge et de l'humidité de la végétation au sol*, Congrès Français de Thermique, Le Touquet, 25 au 28 mai 2010.

[C.N. 12] A. Lamorlette, **A. Collin**, R. Renane, O. Séro-Guillaume. *Etude du transfert de chaleur convectif dans un milieu poreux : application à des structures végétales modélisées par IFS*, Congrès Français de Thermique, Perpignan, 24 au 27 mai 2011.

[C.N. 13] A. Jenft, **A. Collin**, P. Boulet, G. Pianet, A. Breton, A. Muller, *Etude expérimentale et numérique de l'extinction d'un feu de bac par aspersion*, Congrès Français de Thermique, Bordeaux, 29 mai au 01 juin 2012.

[C.N. 14] **A. Collin**, A. Lamorlette, Z. Acem, Analyse théorique d'un modèle de flamme pour l'étude des feux de forêts : de l'identification de paramètres au développement d'outils métrologiques, Congrès Français de Thermique, Bordeaux, 29 mai au 01 juin 2012.

[C.N. 15] **A. Collin**, A. Lamorlette, *Analyse théorique d'un modèle de flamme semi-transparente pour l'étude des feux de forêts pour l'étude des feux de forêts*, Congrès Français de Thermique, Gérardmer, 28 au 31 mai 2013.

[C.N. 16] **A. Collin**, Z. Acem, J. Pageaux, S. Pinson, Y. Jannot, F. Magnolini, H. Charette, *Caractérisation thermique des tenues de sapeurs-pompiers*, Congrès Français de Thermique, Gérardmer, 28 au 31 mai 2013.

[C.N. 17] A. Jenft, P. Boulet, **A. Collin**, G. Pianet, A. Breton, A. Muller, *Peut-on déterminer l'extinction d'un feu par brouillard d'eau dans FDS ?*, Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, 26 au 30 août 2013.

[C.N. 18] B. Batiot, T. Rogaume, **A. Collin**, F. Richard, *La théorie des états de transistion utilisée pour justifier l'application de la loi d'Arrhenius à la dégradation thermique des solides*, Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, 26 au 30 août 2013.

[C.N. 19] **A. Collin**, Z. Acem, S. Pinson, J. Pageaux, F. Magnolini, H. Charette, *Etude du transfert de chaleur au sein de tenues de protection de sapeurs-pompiers*, Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, 26 au 30 août 2013.

[C.N. 20] A. Marchand, **A. Collin**, P. Boulet. *Méthode de suivis et d'analyse de fronts de flammes de végétation par caméras visibles : détermination de la vitesse de propagation et de la puissance dégagée par le front de flammes*, Congrès Français de Thermique, Lyon, 3 au 6 juin 2014.

[C.N. 21] A. Marchand, N. Trévisan, **A. Collin**, P. Boulet, Z. Acem. *Développement et validation d'un nouveau modèle de propagation de feux de végétation par réseaux de « petits mondes »*, Congrès Français de Thermique, La Rochelle, 26 au 29 mai 2015.

[C.N. 22] T. Gasparotto, **A. Collin**, P. Boulet, G. Pianet, A. Muller. *Modélisation macroscopique de l'évacuation des personnes en situation d'incendie*, Congrès Français de Thermique, Toulouse, 31 mai au 03 juin 2016.

7.6 Conférences invitées

[Co.I. 1] B. Batiot et **A. Collin**. Cinétique de développement du feu, paramètres thermiques et contraintes thermiques subies par les sapeurs-pompiers lors des essais, Colloque National : Contraintes thermiques et performances des EPI des sapeurs-pompiers en Caisson d'Observation et d'Entrainement aux Phénomènes Thermiques, Niort, 12 novembre 2014.

[Co.I. 2] **A. Collin**. Performances et comportement des équipements de protection individuelles textiles, Colloque National : Contraintes thermiques et performances des EPI des sapeurs-pompiers en Caisson d'Observation et d'Entrainement aux Phénomènes Thermiques, Niort, 12 novembre 2014.

[Co.I. 3] **A. Collin** et M. Bertrand. La décroissance de l'incendie et son extinction, Journée thématique : système feu - un outil commun de compréhension de l'incendie, Angers, 02 mai 2017.

[Co.I. 4] **A. Collin** et P. Boulet. Usages et effets de l'eau - Propriétés radiatives, Colloque des Sciences appliquées au sapeur-pompier : étudier, innover pour préparer l'avenir, Paris, 03 avril 2018.

[Co.I. 5] **A. Collin**. Équipements de protection individuelle - Essais non normatifs sur les casques et les tenues d'intervention, Colloque des Sciences appliquées au sapeur-pompier : étudier, innover pour préparer l'avenir, Paris, 03 avril 2018.

[Co.I. 6] **A. Collin** et M. Suzanne. Étude sur les débits - Approche performantielle, Colloque des Sciences appliquées au sapeur-pompier : étudier, innover pour préparer l'avenir, Paris, 03 avril 2018.

7.7 Communications à des journées thématiques sans acte

[J.T. 1] **A. Collin**. *Transferts couplés dans un rideau d'eau soumis à une source de rayonnement*, Action Concertée en Rayonnement Thermique, Nancy, 2-3 avril 2004.

[J.T. 2] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent. *Transfert radiatif dans une pulvérisation gaz-gouttes*, Séminaire EMMA, Nancy, 22 avril 2004.

[J.T. 3] **A. Collin**. *Modélisation de la diffusion par les gouttes, jusqu'où peut-on aller ?*, Action Concertée en Rayonnement Thermique, Orléans, 2-3 décembre 2004.

[J.T. 4] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent, G. Jeandel. *Évaluation de la méthode de Monte Carlo pour la simulation du transfert radiatif dans le contexte de l'étude de sprays*, Séminaire EMMA, Nancy, 22 avril 2005 ; également présenté à l'INSA de Lyon le 23 mars 2005 dans le cadre de la 1ère journée nationale des doctorants de thermique.

[J.T. 5] **A. Collin**. *Simulation du transfert de chaleur au sein de pulvérisations gaz - gouttelettes soumises à une intense source radiative*, Séminaire LEMTA, Nancy, 07 juin 2005.

[J.T. 6] P. Boulet, **A. Collin**. *Simulation complète dynamique et thermique d'un spray. Application à la protection incendie*, Séminaire LEMTA, Nancy, 15 décembre 2005.

[J.T. 7] P. Boulet, **A. Collin**, G. Parent. *Simulation et expérimentations sur les sprays de gouttelettes d'eau au LEMTA*. GDR Feux au CEA à Fontenay-Aux-Roses. 14 décembre 2006, CEA à Fontenay-Aux-Roses.

[J.T. 8] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent. *Application de la méthode de Monte Carlo à l'étude du transfert radiatif dans un rideau d'eau*, Séminaire EMMA, Nancy, 11 mai 2006.

[J.T. 9] **A. Collin**. *Protection par des sprays de biens ou de personnes contre les incendies*, Séminaire invité à l'IUSTI Marseille, 28 et 29 septembre 2006.

[J.T. 10] **A. Collin**, P. Boulet, G. Parent. *Deux exemples d'application des sprays comme écran radiatif : pulvérisation en rampes et protection en configuration tunnel*. GDR Feux le 14 décembre 2006.

[J.T. 11] **A. Collin**. *Détermination du coefficient d'extinction pour une structure végétale : un petit coefficient aux grands effets* .... GDR Feux, le 16 et 17 juin 2008, Le Havre.

[J.T. 12] A. Lamorlette, **A. Collin**, O. Séro-Guillaume. *Etude numérique du coefficient d'extinction d'une structure végétale générée par I.F.S.*, GDR Feux, le 14 et 15 janvier 2009, Marseille.

[J.T. 13] **A. Collin**, F. Anstett-Collin, A. Lamorlette, T. Mara. *Analyse de sensibilité d'un modèle de propagation de feux de végétaux*, GDR Feux, le 20 et 21 janvier 2011, LNE Paris.

[J.T. 14] B. Batiot, **A. Collin**, F. Richard, J. Luche, T. Rogaume. *Analyse de sensibilité des paramètres dans les modèles de dégradation thermique des solides*, GDR Feux, le 28 et 29 juin 2012, Rouen.

[J.T. 15] A. Jenft, P. Boulet, **A. Collin**, G. Pianet, A. Breton, A. Muller. *Etude expérimentale et numérique de l'extinction d'un feu de bac par aspersion*, GDR Feux, le 28 et 29 juin 2012, Rouen.

[J.T. 16] Z. Acem, J. Gérardin, **A. Collin**, G. Parent, P. Boulet. *Rôle du rayonnement dans la dégradation thermique du PMMA*, GDR Feux, le 11 et 12 avril 2013, Poitiers.

7.8 Mémoires

[M. 1] **A. Collin**, R. Régnier. *Développement d'un code de calcul sur l'interpolation de Hermite intégrable à un code de calcul DNS*, Rapport interne LEMTA équipe ESSTIN, Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2003.

[M. 2] **A. Collin**. *Simulation du transfert de chaleur au sein de pulvérisations gaz - gouttelettes soumises à une intense source radiative*, mémoire de DEA, Université Henri Poincaré - Nancy 1, juillet 2003.

[M. 3] **A. Collin**. *Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative*, Université Henri Poincaré - Nancy 1, thèse soutenue le 04 juillet 2006.

Chapitre 8

Synthèse des activités d'animation de la recherche

8.1 Rayonnement et collaborations scientifiques avec d'autres laboratoires ou centres techniques

Depuis ma prise de fonction en tant que maître de conférences au LEMTA, le développement de mes activités de recherche ont permis de nouer des collaborations de recherche avec différents instituts ou laboratoire. Au niveau national, je peux citer notamment,

- ADAI - Équipe de Pr Xavier Domingos Viegas de l'Université de Coimbra au Portugal sur le développement de nouveaux outils métrologiques de suivi de front de flamme et la mise en place de plateforme d'expérimentation aux essais feu (PROMETHEI) entre 2010 et 2011 ;
- SP (maintenant RISE) - Équipe de Michael Försth de SP (maintenant RISE) Technical Research Institute of Sweden sur le développement d'un modèle numérique simulant l'émission radiative d'un cône calorimètre.

Et au niveau national, et grâce à la présence du GDR "Feux", les collaborations scientifiques avec les différents laboratoires de l'INSIS travaillant dans le domaine de l'incendie ont été nombreuses,

- MIPS de l'Université de Haute Alsace à Mulhouse pour les aspects « analyse de sensibilité globale » sur notre modèle de propagation des feux ;
- IUSTI et M2P2 de l'Université d'Aix-Marseille pour les aspects liés à la propagation des incendies, aux effets liés au rayonnement thermique et pour les aspects liés à la caractérisation des transferts de chaleur convectif au sein de structures végétales ;
- SPE de l'Université de Corse pour l'étude des modèles analytiques de flammes ;
- PRISMES de l'Université de Bourges pour l'étude des modèles analytiques de flammes ;
- PPRIME de l'Université de Poitiers pour l'étude de sensibilité globale de modèles de dégradation ;
- 2LPN de l'Université de Lorraine pour l'analyse du comportement humain lors du processus d'évacuation incendie.

De plus, un bon nombre de travaux de recherche que nous avons réalisés n'aurait pas être entrepris sans l'appui de partenaires extérieurs comme,

- DuPont International à Genève (2012/2013) et SIOEN en Belgique (2013/2014) pour la caractérisation et l'optimisation de la protection thermique des complexages en aramide utilisés pour la confection des vestes de sapeurs pompiers.
- CNPP - Centre National de Protection et de Prévention à Vernon (2010/2013) sur le développe-

ment de nouveaux modèles d'extinction introduits dans FDS (Fire Dynamics Simulator) et la mise en place d'un modèle d'évacuation macroscopique sous FDS (2014/2017) ;
- CSTB - Centre Scientifique et Technique du Bâtiment à Champs-sur-Marne (2010/2014) sur le développement des techniques de brouillards d'eau pour la lutte incendie ;
- SDIS 54 - Centre logistique des sapeurs-pompiers de Meurthe et Moselle à Ludres (2012/2013) et le SDIS 85 - Laroche sur Yon (Vendée, 2013/2014) pour l'étude des contraintes thermiques et de la protection thermique des tenues de sapeurs-pompiers ;
- BSPP - Brigade des Sapeurs-Pompiers de Paris (2016/2018) pour l'approche performantielle des lances à main ;
- LCPP - Laboratoire Central de la Préfecture de Police de Paris pour l'étude du terme source pour analyser la dynamique d'un incendie.

8.2 Responsabilités administratives en recherche

8.2.1 Groupement De Recherche "Feux" No 2864 du CNRS

Compte tenu des travaux de recherches que j'ai développés en tant que doctorant tout d'abord puis en tant que maître de conférences, j'ai intégré en 2005 le Groupement De Recherche (GDR) du CNRS dédié aux incendies. Ce groupement porte le nom de GDR "Feux", référencé au CNRS sous le numéro 2864.

Depuis son premier renouvellement en 2009, je suis rentré au sein du comité de pilotage de ce GDR. J'ai notamment pris en charge toute la partie liée à la communication de ce GDR en mettant en place un site internet. L'adresse internet du site du GDR "Feux" est la suivante :

http ://gdrfeux.univ-lorraine.fr/

Cette responsabilité m'engage également à participer à l'organisation de journées thématiques dédiées aux incendies deux fois par an. Chaque session regroupe entre 70 - 90 chercheurs / ingénieurs du secteur public comme celui du privé.

En 2017, le GDR a été renouvelé pour la troisième fois et est à présent dirigé par Paul-Antoine Santoni (SPE Corte). C'est à cette occasion, que j'ai pu intégré le comité directeur en tant que sous-directeur (avec Alexis COPPALLE, CORIA Rouen).

8.2.2 Référent LEMTA auprès de la COMETIC (2011/2012)

En 2011, une COmmission des Matériels, des Equipements et des Technologies de l'Information et de la Communication (nommée COMETIC) portée par la Direction de la Sécurité Civile a été mise en place pour réunir à la fois des opérationnels / des industriels et des universitaires. Les objectifs de ces commissions étaient de formuler des pistes pour de futures études qui visent à améliorer les équipements de protection des sapeurs-pompiers. Cette commission a été mise en place de 2011 / 2012.

8.2.3 Référent LEMTA auprès de la Fédération Jacques Villermaux - Axe combustion

Depuis 2016, je suis le référent LEMTA auprès de la Fédération Jacques Villermaux pour l'axe Combustion. L'axe combustion de cette fédération réunit les équipes de recherches de trois laboratoires de l'Université de Lorraine développant des travaux de recherche portant sur des thématiques de recherche proches : le LEMTA, le LRGP et le LERMAB. Un "micro"-comité directeur a été mis

en place au sein de cet axe combustion afin de définir et de rechercher des sujets porteurs communs qui permettent de fédérer le maximum de chercheurs et de répondre à des appels à projets interne, au sein de l'Université de Lorraine.

8.2.4 Responsable de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA

Depuis le 1er janvier 2018, j'ai succédé à Pascal BOULET en tant que responsable de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA. L'objectif de cette activité est d'animer une équipe de recherche composée de 5 permanents (professeurs et maîtres de conférences) et de 7 contractuels (doctorants ou post-doctorants) et d'organiser la recherche au sein du LEMTA sur la thématique des incendies.

Avec cette responsabilité, j'ai également intégré le Conseil Scientifique du LEMTA qui débat sur l'attribution / au classement des bourses de thèse et émet des propositions sur la politique scientifique du laboratoire.

8.3 Participation à des contrats de recherche et à des prestations industrielles

- 2009/2010 : Participation aux projets recherches émergents Université / CNRS / Région "Développement d'une plateforme expérimentale dédiée à l'échelle des feux de forêts". Projets déposés par Olivier Séro-Guillaume (LEMTA). Montant total du projet : 380 k€. Montant des aides perçues : 36,7 k€par le conseil scientifique de l'université et 36,7 k€ par la région Lorraine ;
- 2011 : Porteur du projet recherche Université / CNRS / Région "Étude de la propagation des feux de végétaux" pour l'acquisition d'un bras de mesure 3D. Montant de l'aide perçue auprès du conseil scientifique de l'université : 15 k€ ;
- 2012 : Porteur d'un projet métrologique auprès de la Fédération Jacques Villermaux (2012) "Développement d'une plateforme de stéréovision pour la localisation de fronts de flamme" par l'utilisation de caméras visibles Ethernet. Montant de l'aide perçue auprès de la Fédération Jacques Villermaux : 13 k€ ;
- 2012 : Participation au projet recherche Université / CNRS / Région " Étude de la propagation des feux - Expérimentations à l'échelle du laboratoire". Projet déposé par Zoubir Acem (LEMTA). Montant des aides perçues par le conseil scientifique de l'Université de Lorraine : 40 k€. Niveau d'implication : 50% ;
- 2013/2016 : Participation au projet ANR MARINER "MAîtrise du Risque Incendie et lutte anti-feu dans des grands Ensembles polydisperses multi-locaux sur Réseau", projet porté par Bernard Porterie (IUSTI) en collaboration avec la Direction Générale de l'Armement (DGA). Niveau d'implication : 25%. Montant de l'aide perçue : 200 k€ ;
- 2013/2016 : Participation à un projet de recherche européen FireComp du FP7. "Étude de la tenue au feu des bouteilles d'hydrogène". Projet déposé par ALMA Consulting Group. Montant des aides perçues : 130 k€ ;
- 2013 : Porteur du projet recherche Université / CNRS / Région nommé PEPITE "Perfectionnement des Équipements de Protection Individuelle et des Tactiques d'Engagement" pour l'amélioration des performances thermiques des tenues de sapeurs-pompiers. Montant total du projet : 20 k€. Montant de l'aide perçue par la région Lorraine : 10 k€. Niveau d'implication : 100% ;
- 2016 : Participation à la prestation réalisée pour la Stat-Up "Human Games" basée à Nancy qui développe des logiciels de réalité augmentée pour des applications liées à la protection incendie. Réalisation de simulations sous FDS. Niveau d'implication : 50% ;

- 2017 : Participation à la prestation réalisée pour la Société du Grand Paris "Évaluation des performances d'un système de rideau d'eau pour la protection d'un tunnel en phase chantier". Niveau d'implication : 25% ;
- 2018 : Participation à la prestation réalisée pour la Direction des Affaires Maritimes à Marseille. Réalisation de simulations numériques pour l'évaluation des capacités d'atténuation du rayonnement de système sprinkler. Niveau d'implication : 50% ;
- 2018/2021 : Participation au projet ANR MARINER DECM ASTRID "MAitrise du Risque INcendie et lutte anti-feu dans des grands Ensembles sur Réseau- Démonstrations en Environnements Civil et Militaire", projet porté par Bernard Porterie (IUSTI) en collaboration avec l'Institut PPRIME, la Direction Générale de l'Armement (DGA) et la PME RS2N. Niveau d'implication : 25%. Montant de l'aide perçue : 110 k€.

8.4 Organisation de congrès nationaux / internationaux et d'écoles thématiques

- Membre du comité d'organisation de la réunion conjointe des GDR "Feux" et "Accort" à Nancy en décembre 2011 - 2 jours de réunion, 90 participants ;
- Membre du comité d'organisation de la conférence internationale Eurotherm No. 95 Computational Thermal Radiation in Participating Media IV à Nancy en avril 2012, 80 participants et 17 nationalités ;
- Membre du comité d'organisation du congrès de la Société Française de Thermique à Gérardmer (Vosges) en juin 2013 ;
- Membre du comité scientifique et Responsable d'un colloque scientifique du Congrès Français de Mécanique - Bordeaux (Gironde) en août 2013.
- Responsable de la 2nde édition de l'école thématique ESIA (Ecole des Sciences de l'Incendie et Application), à Obernai en mai 2018.
- Membre du comité d'organisation de la conférence internationale 3th ESFSS à Nancy en septembre 2018 ;

Chapitre 9

Résumé des activités d'encadrement, d'expertises, de relecture et de valorisation

Ce chapitre détaille l'ensemble des personnes que j'ai eu l'occasion de suivre et / ou diriger depuis 2007 sur des travaux dont les sujets étaient liés à mes activités de recherche ou d'enseignement.

9.1 Co-directions de thèses de doctorat

Depuis ma prise de fonction en tant que maître de conférences, j'ai eu la chance de pouvoir co-diriger plusieurs thèses de doctorat toutes en lien direct avec mes thématiques de recherche liées à l'incendie. La liste des thèses co-dirigées est la suivante,

2016/2019 : Thèse de doctorat de Giacomo Erez en collaboration avec le Laboratoire Central de la Préfecture de Police de Paris (LCPP) / Université de Lorraine
"Modélisation du terme source d'incendie : montée en échelle à partir d'essais de comportement au feu vers l'échelle réelle - approche modèle, numérique et expérimentale"
Taux d'encadrement : 50% (avec Boulet Pascal, LEMTA)

2014/2017 : Thèse de doctorat de Thomas Gasparotto en collaboration avec le Centre National de Prévention et de Protection (CNPP) de Vernon / Université de Lorraine
"Modélisation de l'évacuation des personnes en situation d'incendie par approches statistiques appliquées au cheminement et à la visibilité"
Thèse soutenue le 13 février 2018.
Taux d'encadrement : 50% (avec Boulet Pascal, LEMTA)

2013/2016 : Thèse de doctorat d'Alexis Marchand Université de Lorraine
"Propagation des feux de végétation : expérimentations à l'échelle du laboratoire et validation d'un propagateur numérique"
Thèse soutenue le 23 septembre 2016.
Taux d'encadrement : 50% (avec Boulet Pascal, LEMTA)

2011/2013 : Thèse de doctorat d'Alexandre Jenft en collaboration avec le CNPP (Centre National de Prévention et de Protection) de Vernon / Université de Lorraine
"Étude de l'interaction entre phénomènes d'incendie et systèmes d'extinction à eau. Développement d'un module d'extinction dans le logiciel FDS".
Thèse soutenue le 10 décembre 2013.
Taux d'encadrement : 50% (avec Boulet Pascal, LEMTA)

9.2 Directions et co-directions de stages de fin d'études de niveau M2 ou équivalent

Chaque année, je propose un sujet de stage de fin d'études à des étudiants de niveau M2 ou équivalent afin, soit de venir en appui à des travaux de thèse qui en cours de développement, soit de développer des travaux de recherche sur un point précis ou soit de créer des collaborations avec différents centres techniques. Les stages que j'ai pu (co-) encadrer sont les suivants,

2016/2017 : Stage de fin d'études de l'École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur de Nancy (ESSTIN) - Université de Lorraine de Gaétan Lombardi
"Étude de la propagation des feux de végétation : des expérimentations à petite échelle à la simulation numérique des incendies"
Taux d'encadrement : 100%

2016/2017 : Stage Master 2 Psychologie du travail - Université de Lorraine de Giovanni Filosi
"Influence des facteurs humains lors d'un processus d'évacuation. Application en situation d'incendie"
Taux d'encadrement : 50% (avec Boulet Pascal, LEMTA)

2014/2015 : Stage Master 2 Mécanique Énergétique Procédés et Produits - Université de Lorraine de Juan Pablo Chica Cano
"Étude de la vitesse de propagation des feux de végétation : mise en place d'un modèle de Rothermel"
Taux d'encadrement : 100%

2013/2014 : Stage Master 2 Mécanique Énergétique Procédés et Produits - Université de Lorraine de Nicolas Trevisan
"Développement et évaluation d'un outil de simulation dédié aux feux de forêts"
Taux d'encadrement : 100%

2012/2013 : Stage Master 2 Modélisation des Systèmes Complexes Naturels et Industriels - Université de Rennes d'Alexis Marchand
"Étude du suivi d'un front de flammes : de la métrologie à la simulation numérique"
Taux d'encadrement : 100%

2011/2012 : Stage Master 2 de Physique et Ingénierie - Conversion des énergies - Université de la Réunion de Romain Berfroi
"Identification des propriétés des flammes à partir de leur rayonnement dans l'infrarouge"
Taux d'encadrement : 100%

2008/2009 : Stage Master 2 Recherche de Mécanique Énergétique - Nancy Université de Jean-Damien Berrichon
"Contribution à l'étude de la propagation des feux de forêts. Influence de la végétation sur la dynamique du feu"
Taux d'encadrement : 100%

2005/2006 : Stage Master 2 Recherche de Mécanique Énergétique - Université Henri Poincaré, Nancy I de Aurélie Kaemmerlen
Partenariat avec le Centre National de Prévention et de Protection (CNPP) : *"Utilisation de pulvérisations d'eau dans la lutte anti-incendie : caractérisation de tuyères par essais feux et simulations numériques"*
Taux d'encadrement : 25% (avec Boulet Pascal et Parent Gilles, LEMTA)

9.3 Directions et co-directions de stages / projets de niveau M1 ou équivalent

En marge des stages de fin d'études que nous offrons, nous proposons de manière assez régulière des sujets de projets qui sont traités par des étudiants de niveau M1 ou équivalent sur l'ensemble de l'année scolaire. Ces projets sont très souvent l'occasion de développer de nouveaux bancs expérimentaux ou d'amorcer des actions transverses avec d'autres équipes de recherche. La liste des projets que j'ai pu (co-) encadrer est la suivante,

2017/2018 : Travail de recherche - M1 de Psychologie à Nancy de Seima Arfaoui
"Mise en évidence du phénomène de contagion émotionnelle inter-individu, inter et intra groupes d'individus : applications à des situations d'incendie"
Taux d'encadrement : 50% (avec Valérie Saint-Dizier, 2LPN)

2017/2018 : Travail de recherche - M1 de Psychologie à Nancy d'Alexandre Fregona
"Conception d'une grille d'analyse pour l'étude des comportements humains en situation d'incendie"
Taux d'encadrement : 50% (avec Valérie Saint-Dizier, 2LPN)

2016/2017 : Projet Recherche Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Rémi Danouf et Antoine Jourdain de Muizon
"Étude de l'épaisseur de films d'eau soumis à un flux thermique pour la protection incendie"
Taux d'encadrement : 50% (avec Rabah Mehaddi, LEMTA)

2016/2017 : Projet Recherche Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Rémi Danouf et Antoine Jourdain de Muizon
"Étude de l'épaisseur de films d'eau soumis à un flux thermique pour la protection incendie"
Taux d'encadrement : 50% (avec Rabah Mehaddi, LEMTA)

2015/2016 : Projet Industriel de l'École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur de Nancy (ESSTIN) de Mathieu Pellethier-Langle et Laurent Dross
"Logiciel cartographique d'aide à la décision à destination des pompiers lors de feux de forêts"
Taux d'encadrement : 100%

2014/2015 : Projet Recherche Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Jennifer Pouplin
"Identification des composants d'une flamme par spectrométrie infrarouge"
Taux d'encadrement : 100%

2013/2014 : Projet Recherche Mécanique Énergétique Procédés et Produits de l'Université de Lorraine de Mathilde Algan et Souad Mejri
"Mise en place et validation d'un modèle de transfert thermique pour les tenues de protection des sapeurs-pompiers"
Taux d'encadrement : 100%

2013/2014 : Projet Industriel de l'École Supérieure des Sciences et Technologies de l'Ingénieur de Nancy (ESSTIN) de Vincent Menot, Michaël Kwan et Christian Mézière
"Développement d'un module de sécurité pour sapeurs-pompiers en opérations"
Taux d'encadrement : 50% (avec Ory Jean-Marie, CRAN)

2012/2013 : Projet Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Jérémy Barreau et Otmane Basri
"Etude du transfert de chaleur des protections thermiques des pompiers"
Taux d'encadrement : 100%

2011/2012 : Projet Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Jérémy Pageaux et Sébastien Pinson
"Étude des protections thermiques des pompiers"
Taux d'encadrement : 50% (avec Acem Zoubir, LEMTA)

2010/2011 : Projet Mécanique Énergétqiue Procédés et Produits de Nancy Université de Mathieu Bouton et Julien Papelier
"Rôle du rayonnement dans les feux de forêts"
Taux d'encadrement : 100%

2010/2011 : Projet Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Lossi Rooses et Vincent Ganthy
"Localisation d'un front de flammes par imagerie"
Taux d'encadrement : 100%

2008/2009 : Projet Énergie - École Nationale Supérieure des Mines de Nancy (ENSMN) de Dorothée Servant et Carlos Augusto
de Nascimento *"Analyse de sensibilité d'un modèle de réaction-diffusion de feux de forêts"*
Taux d'encadrement : 75% (avec Séro-Guilaume Olivier, LEMTA)

2007/2008 : Projet Mécanique Énergétqiue Procédés et Produits de l'Université Henri Poincaré de Guillaume Barbé et Minxuan Huang
"Contribution à l'étude de la propagation des feux de forêts. Influence de la végétation sur la dynamique du feu"
Taux d'encadrement : 100%

9.4 Directions et co-directions de projets de niveau L1 à L3 ou équivalent

En tant qu'enseignant de l'EEIGM, nous sommes amenés à superviser des projets qui sont à développer au cours de l'année scolaire. Ces projets sont à l'EEIGM de trois types, soit des Ateliers de Transfert d'Innovation (en lien avec un industriel), soit des Projets Développement École ou soit des Projets d'Initiative Personnelle. La liste des projets que j'ai pu suivre est la suivante,

2017/2018 : Projet d'Initiative Personnelle de niveau L3 - École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) à Nancy de Aziz Mamanov, Florent Ménard et Ameslon Yasin
"Amélioration du concept des gilets lestés pour la pratique sportive"
Taux d'encadrement : 100%

2017/2018 : Projet pour l'Atelier Transfert Innovation de niveau L3 - École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) à Nancy de Anton Gerardo, Ichem Bouhouche, Margot Schafer et Laura Thomas
"Amélioration d'un porte-gobelet innovant - KISSLO"
Taux d'encadrement : 100%

2015/2016 : Projet Interdisciplinaire ou De Recherche de niveau L3 à Telecom Nancy de Paul-Emmanuel Gnaze et Ouadie Lachkar
"Développement d'un module sous QGIS pour modéliser la propagation des feux de végétation"
Taux d'encadrement : 100%

2012/2013 : Projet pour l'Atelier Transfert Innovation de niveau L3 - École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) à Nancy de Elise Vetzel, Pierre-Emmanuel Federspiel et Jérémie Gallina
"Procédé de moulage à la cire perdue"
Taux d'encadrement : 50% (avec Acem Zoubir, LEMTA)

2012/2013 : Projet bibliographie de niveau L1 - École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) à Nancy de Anaïs Gourment, Mathilde Ruiz Verastegui et David Yelbert
"La tenue au feu des vestes de pompiers"
Taux d'encadrement : 100%

9.5 Membre de comités de sélection de postes de maîtres de conférences

Entre 2007 et 2018, j'ai eu l'occasion de participer à **7 comités de sélection** en vue du recrutement de maîtres de conférences de sections CNU 60 (Mécanique, Génie Mécanique) et 62 (Génie des Procédés). La liste des ces comités est la suivante,

2016 : MC 1354 en 62ème section CNU, Université de Poitiers à Poitiers

2015 : MC 0683 en 60ème section CNU, Université de Lorraine à Nancy

2011 : MC 1198 en 60-62ème section CNU, Université de Provence à Marseille

2011 : MC 0308 en 62ème section CNU, Université de Corse à Corté

2010 : MC 0303 en 62ème section CNU, Institut National Polytechnique de Lorraine à Nancy

2010 : MC 0995 en 62ème section CNU, Université Henry Poincaré - Nancy 1 à Nancy

2010 : MC 1272 en 62ème section CNU, Université Henry Poincaré - Nancy 1 à Nancy

9.6 Examinateur pour des revues internationales ou des congrès internationaux / nationaux

Depuis 2010, je suis régulièrement sollicité pour effectuer des relectures d'articles scientifiques pour les revues scientifiques de renommée internationale. La liste de ces revues est la suivante,

- Fire Saferty Journal
- Fire Technology
- iForest
- International Journal of Heat and Mass Transfer
- International Journal of Thermal Science
- International Journal of Digital Earth
- Journal of Fire Sciences
- Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer
- Heat Transfer - Asian research
- Scientia Horticulturae

J'ai également eu l'ocassion d'expertiser des propositions de communications pour les conférences internationales suivantes,

- ESFSS 2018 - 3th European Symposium on Fire Safety Science, Nancy
- IAFSS 2017 - 12th International Symposium on Fire Safety Science, Lund
- JITH - 2015 - Journées Internationales de Thermiques, Marseille
- IAFSS 2014 - 11th International Symposium on Fire Safety Science, Canterbury
- Eurotherm 2012 No. 95 Computational Thermal Radiation in Participating Media IV, Nancy

Et également pour les conférences nationales suivantes,

- Congrès Français de Thermique, 2015, La Rochelle
- Congrès Français de Mécanique, 2013, Bordeaux
- Congrès Français de Thermique, 2013, Gérardmer

9.7 Membre de jurys de soutenances de thèses

Depuis ma prise de fonction en tant que maître de conférences en 2007, j'ai eu l'occasion de participer à **7 jurys de thèses** en tant qu'examinateur ou en tant que co-directeur de thèse. Les thèses concernées sont les suivantes :

2018 : Thèse de doctorat de l'Université de Lorraine de Thomas Gasparotto
"Modélisation de l'évacuation des personnes en situation d'incendie par approches statistiques appliquées au cheminement et à la visibilité"
Thèse soutenue le 13 février 2018

Rôle : co-directeur de thèse

2016 : Thèse de doctorat de l'Université de Lorraine d'Alexis Marchand
"Propagation des feux de végétation : expérimentations à l'échelle du laboratoire et validation d'un propagateur numérique"
Thèse soutenue le 23 septembre 2016

Rôle : co-directeur de thèse

2014 : Thèse de doctorat de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Benjamin Batiot
"Étude et modélisation de la cinétique de décomposition thermique des matériaux solides. Application à la dégradation du bois en cas d'incendie"
Thèse soutenue le 19 septembre 2014
Rôle : examinateur

2014 : Thèse de doctorat de l'Université de Lorraine de Benjamin Le Corre
"Thermoformage du verre : développement numérique d'un modèle thermomécanique"
Thèse soutenue le 16 janvier 2014
Rôle : examinateur

2014 : Thèse de doctorat de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Guoda Wang
"Simulation numérique sur des feux de nappe de kérosène de grande échelle soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef"
Thèse soutenue le 10 janvier 2014
Rôle : examinateur

2013 : Thèse de doctorat de l'Université de Lorraine d'Alexandre Jenft
"Étude des interactions entre phénomènes d'incendie et systèmes d'extinction à eau. Développement d'un modèle d'extinction dans le logiciel FDS"
Thèse soutenue le 10 décembre 2013
Rôle : co-directeur de thèse

2008 : Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine d'Aymeric Lamorlette
"Caractérisation macroscopique du milieu végétal pour les modèles physiques de feux de forêts"
Thèse soutenue le 14 octobre 2008
Rôle : examinateur

9.8 Membre de jurys de baccalauréat

En tant qu'enseignant au sein de l'Université de Lorraine, j'ai eu l'occasion une seule fois de participer **un jury de baccalauréat** pour des élèves de série scientifique. Il s'agissait de,

2011 : Président de jury de baccalauréat, série S - Lycée Louis Lapicque à Epinal - Vosges (2011)

9.9 Activités d'expertises

Le développement des mes travaux de recherche, ainsi que ma participation au GDR "Feu" m'ont permis d'être identifié comme l'une des personnes du monde académique, reconnue pour mes activités de recherche liées à l'incendie. Cette position m'a permis de faire partie, au cours de ces dernières années, d'associations ou de groupes de travail dont les thématiques sont directement liées à l'incendie et à son extinction. Les activités d'expertise auxquelles j'ai pu participer sont les suivantes,

depuis 2015 : Responsable scientifique et pédagogique à l'École Départementale des Sapeurs-Pompiers (EDSP) du SDIS de Meurthe-et-Moselle, rattaché au Groupement Sport et Formation, dont les activités visent à,
• La mise en place de modules théoriques sur différents aspects du "système feu" pour des Formations de Maintien et de Perfectionnement des Acquis ;
• La participation à la commission "incendie" ;
• La participation à la commission d'achat des caméras thermiques ;
• La participation à un groupe de travail sur la décontamination des tenues d'intervention ;
• La réalisation d'une étude sur les puissances des brûleurs à gaz de la maison à feu ;
• La mise à jour des référentiels techniques sur la toxicité des fumées ;

depuis 2018 : Membre de la Society of Fire Protection Engineers (SFPE) - Chapitre Français

depuis 2016 : Membre de l'Association Française des Enquêteurs Post-Incendie - Chapitre Français (no 72)

2018 : Participation en tant qu'expert universitaire aux travaux d'écrire du Référentiel Technique relatif à l'utilisation des lances à main, pilotés par la Direction générale de la sécurité civile et de la gestion des crises (DGSCGC).

2016/2018 : Participation en tant qu'expert universitaire au Groupe de Travail sur "l'évaluation de la performance des moyens mobiles d'extinction par une approche performantielle" piloté conjointement par la Brigade des Sapeurs-Pompiers de Paris (BSPP) et la Laboratoire Central de la Préfecture de Police (LCPP) de Paris.

2016/2018 : Participation en tant qu'expert universitaire au Groupe de Travail National sur la "lutte contre l'incendie" commandée par la Direction générale de la sécurité civile et de la gestion des crises (DGSCGC) et pilotée par l'École Nationale Supérieure des Officiers de Sapeurs-Pompiers (ENSOSP) à Aix-en-Provence
L'objectif de ce groupe de travail est la réécriture des référentiels sur la lutte contre l'incendie, aussi bien d'un point de vue doctrine que celui lié à la formation.

9.10 Activités de valorisation et de vulgarisation

En marge de mes activités de recherche, je reste en permanence attentif aux développements d'actions qui peuvent être entreprises pour créer du lien entre le monde de la recherche et le grand public. Ces interventions permettent à la fois de mieux faire connaitre les activités de recherche de notre équipe, mais c'est également de formidables occasions d'illustrer des concepts physiques associés à des actions / phénomènes quasi-quotidiens. La liste des différentes actions au travers desquelles j'ai pu m'investir sont les suivantes,

2018 : Intervenant lors du Colloque des Sciences appliquées au sapeur-pompier : "étudier, innover pour préparer l'avenir" qui s'est tenu à la Cité des Sciences et de l'Industrie le 03 avril 2018 à Paris, en marge de l'exposition "Feu".
Mes interventions [Co.I. 4, Co.I. 5, Co.I. 6] ont principalement présenter le rôle et les spécificités du rayonnement thermique au sein des incendies. Elles ont également exposé une partie des résultats que nous avions obtenus lors des différentes campagnes d'essais qui ont été réalisées en lien avec la BSPP et le LCPP. Cette intervention s'est tenue devant près de 800 personnes principalement des sapeurs-pompiers ;

2017 : Intervenant lors d'une journée thématique organisée par le CNFTP des Pays de la Loire sur le "système feu" à Angers le 02 mai 2017.
Ma présentation [Co.I. 3] s'est essentiellement focalisée sur la décroissance de l'incendie et son extinction. Cette intervention s'est tenue devant près de 150 personnes principalement des sapeurs-pompiers ;

2016 : Co-auteur d'un ouvrage de vulgarisation sur l'utilisation d'une caméra thermique à des fins opérationnelles.
Sur une proposition de Ronan Vinay, nous avons co-écrit un livre [L.L. 1] traitant des nombreux aspects techniques qui sont à maitriser lorsque l'on utilise une caméra thermique. Dans cet ouvrage, Ronan Vinay a apporté ses différents témoignages et son avis d'expert opérationnel et quant à moi, j'ai développé les parties associées à la physique et à la métrologie qui est employée dans les caméras thermiques ;

2015 : Participation à la mise en place d'une émission dédiée aux tornades de feu de "On n'est pas des cobayes"
L'objectif était de démontrer au travers d'expériences simples, comment peuvent se développer les tornades de feu et quels sont les paramètres importants pour ce phénomène physique. La journaliste en charge de ce projet était Nathalie Brossaud. L'émission a été diffusée sur France 5 le 23 octobre 2015 sur le titre : "Défi - créer une tornade de feu. David découvre le fonctionnement des tornades et le principe de convection" ;

2014 : Intervenant lors du Colloque National sur les Contraintes thermiques et performances des EPI des sapeurs-pompiers en Caisson d'Observation et d'Entrainement aux Phénomènes Thermiques qui s'est tenu à Niort le 12 novembre 2014.
Au cours de deux présentations [Co.I. 1, Co.I. 2], j'ai présenté les résultats que nous avions obtenus lors des deux campagnes d'essais (2013/2014) sur le caisson COEPT du SDIS de Vendée en collaboration avec l'Institut Pprime à un public de 240 personnes et composé majoritairement de sapeurs-pompiers (180 agents).
A l'issue de ce colloque, un ouvrage pédagogique a été édité à destination des pompiers-formateurs incendie. J'ai pu participer à la rédaction de cette ouvrage en co-écrivant deux de ses chapitres [C.L. 2, C.L. 3] ;

2013 : Intervenant auprès de l'École Supérieure du professorat et de l'éducation de l'académie Nancy - Metz.
L'objectif est de présenter les activités développées en recherche sur la thématique des feux de végétation à un public varié d'enseignants : d'institutrices et d'instituteurs jusqu'à des professeurs de collèges (3 interventions en 2013).

Chapitre 10

Projets scientifique et pédagogique

10.1 Introduction

Les activités de recherche que j'ai pu développées depuis ces dix dernières années m'ont permis de travailler sur l'ensemble des différentes étapes du développement d'un incendie : de la dégradation thermique des matériaux jusqu'à l'extinction de l'incendie. Le Chapitre 6 résume et illustre notamment l'étendue de ce travail de recherche. Le bilan de ces activités démontre que mes travaux proposent le plus souvent un caractère pluridisciplinaire, associant mécanique des fluides et transfert de chaleur, et donnent de plus en plus une plus large place aux expérimentations à petite et grande échelle.

La plupart des travaux de recherche, qui ont été développés, ont été réalisés de manière concomitante, soient avec d'autres laboratoires de recherche de l'INSIS du CNRS ou soient avec des centres techniques reconnus pour leurs activités dans le domaine de l'Ingénierie de la Sécurité Incendie. Cette diversité en terme de collaborations, me permet d'avoir une large vision des différents acteurs qui contribuent à la thématique des incendies en France.

Ce réseau, qui est certes principalement national pour l'instant, est un formidable outil de veille pour identifier les besoins spécifiques des acteurs nationaux de la sécurité incendie. C'est donc en lien avec les différentes problématiques que j'ai pu identifiées, que je vais, dans la suite de ce chapitre, définir dans les grandes lignes de ce qui pourrait être la suite de mes travaux de recherche pour les prochaines années à venir. Enfin j'exposerai également la démarche que je souhaiterai développer au sein de ma structure d'enseignement pour répondre au mieux aux attentes des professionnels de l'incendie.

10.2 Projet scientifique

En tant que Responsable de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA, je tenterai à maintenir l'animation scientifique de notre équipe de recherche. Je veillerai notamment à ce que chaque permanent puisse développer ses propres activités de recherche en lien avec l'incendie en les accompagnant dans le montage de projets de recherche tant d'un point de vue scientifique, humain et financier. Je m'assurerai également de maintenir et de développer des liens forts avec nos partenaires scientifiques "réguliers" (laboratoires de recherche et centres techniques du domaine incendie) qui ont fait l'une des forces de notre équipe de recherche au cours de ces dernières années. Ces collaborations nous garantissent la pérennisation et la pluridisciplinarité de nos activités de recherche. Enfin, je poursuivrai les efforts qui ont été entrepris sur la valorisation de nos travaux de recherche à destination des sapeurs-

pompiers. Les activités développées au cours de ces dernières années ont démontré que ces échanges étaient profitables aux deux parties. En effet, pour les opérationnels de l'incendie, cela leur permet de mieux connaître les risques et l'environnement (EPI, dynamique du feu, ...) des incendies. Pour nous, ces échanges sont de véritables sources d'inspiration pour développer des projets scientifiques contenant de forts potentiels applicatifs.

D'un point de vue plus personnel, je souhaiterai m'investir principalement sur deux thématiques de recherche qui, à mon sens, comportent encore un certain nombre de verrous scientifiques .

Le premier axe de développement est la poursuite de travaux de thèse initiés par Thomas Gasparotto [83] sur la modélisation des mouvements de foule en situation d'incendie. Thomas Gasparotto a réussi au travers d'un modèle dit "macroscopique" à représenter l'évacuation incendie d'une seule population, possédant des objectifs identiques. La particularité principale de ces travaux réside dans la prise en compte, lors de la phase de cheminement, des contraintes thermiques imposées par l'incendie liées aux champs de températures et de flux thermiques, mais également liées à la perte de la visibilité par la présence de fumées opaques.

Ce nouveau modèle d'évacuation prometteur comporte néanmoins quelques faiblesses qui sont à corriger afin de lui permettre d'être applicable sur des scénarios réels d'évacuation, en considérant notamment,

- la prise en compte des multi-populations ayant des objectifs (choix des sorties pour l'évacuation) ou des caractéristiques de déplacement (vitesses de marche libre par exemple) différents ;
- la possibilité de modéliser des structures multi-niveaux pour représenter au mieux les nouvelles problématiques d'évacuation liées aux bâtiments de grande hauteur ou d'ERP accueillant de nombreuses personnes et une foule très concentrée en un même lieu, comme les nœuds d'interconnections de transport associés à des galeries marchandes.

Bien que ce dernier point relève plus d'une problématique liée à la programmation informatique, le premier point contient tout de même un défi en terme scientifique. En effet, ces approches macroscopiques utilisées pour représenter les mouvements de foule, ne possèdent pas encore de sous-modèles satisfaisants pour traiter les cas lorsque plusieurs populations se croisent (possédant des objectifs différents). A l'heure actuelle, certaines approches existent mais font perdre le caractère déterministe des approches macroscopique pour les rendre stochastiques : certains modèles incluent une part d'aléatoire lorsque deux populations se croisent pour permettre la formation de "sillons" privilégiés de circulation. Ces sous-modèles remettent lors en cause les avantages et les atouts des modèles de foule. De futurs sous-modèles sont alors à imaginer pour représenter au mieux les effets des interactions d'une population sur une autre.

De plus, la plupart des modèles d'évacuation tentent de donner une part de plus en plus importante au comportement humain qui, là aussi, introduit d'une manière détournée une part d'aléatoire dans le processus de cheminement. Le défi, qui se pose alors, est de tenter de retranscrire de manière physique et quantifiable les différents concepts qui sont identifiés en psychologie lors de situations de stress et/ou de panique. Des premiers travaux entrepris avec Pr Valérie Saint-Dizier (laboratoire 2LPN de l'Université de Lorraine) démontrent clairement la présence du phénomène de contagion émotionnelle inter-individu qui peut modifier le comportement d'une foule en situation d'incendie.

Ce type de comportement a été réellement observé lors d'un exercice d'évacuation du 28 septembre 2015 au sein de l'EEIGM (École Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux). Lors de cet exercice, nous avions été autorisés à filmer le déroulé de l'évacuation. La Figure 10.1 illustre le comportement des étudiants devant une porte palière menant à un escalier principal, par des photos

83. T. Gasparotto, Modélisation de l'évacuation des personnes en situation d'incendie, Thèse de doctorat de l'Université de Lorraine, 2018.



(a) Vue d'ensemble de la situation

(b) Même configuration 5 secondes après

FIGURE 10.1 – Situations d'une évacuation devant un palier d'escalier

prises à des instants différents. La Figure 10.1(a) montre clairement que les étudiants sont positionnés en file indienne et attendent d'accéder à l'escalier principal pour sortir du bâtiment. Mais pour une raison inexpliquée, 5 secondes après le cliché de la Figure 10.1(a), la situation est tout autre comme le prouve la Figure 10.1(b). Le flux de personnes au passage de la porte seuil a alors changé de direction : les étudiants reviennent sur leurs pas. L'analyse de la situation à cet instant précis, nous a démontré que l'escalier n'était pas saturé et qu'il était emprunté par un flux continu de personnes. La seule solution possible est la propagation d'une "rumeur", d'une décision individuelle au sein du groupe d'étudiants (par contagion émotionnelle) localisé devant la porte palière qui a conduit à une modification du processus de cheminement. Au final, ce comportement a un effet négatif sur l'évacuation du bâtiment, puisqu'il a fait perdre plus d'une dizaine de secondes aux étudiants de cet étage.

Le travail conséquent qui est à faire, est alors d'identifier les facteurs qui peuvent initier ces effets de contagion et de retranscrire au travers du modèle d'évacuation de foule l'impact de cet effet sur le cheminement. Le grand intérêt de cette démarche est le caractère pluridisciplinaire de cette thématique qui associe aux sciences physiques les sciences humaines.

Enfin, de manière parallèle, le développement de ces travaux théoriques doit être associés à des expérimentations à l'échelle réelle qui permettront de recueillir des données de validation sur l'évacuation de foule sur de grands ensembles bâtimentaires. Ces essais sont particulièrement sensibles à mettre en place, d'une part, par l'étendue des locaux qui sont à considérer (plusieurs centaines de mètres carrés) et d'autre part, par le volume conséquent de personnes à suivre lors de leur phase de cheminement.

La seconde thématique que je souhaiterai développer porte sur l'estimation des capacités des sprays de gouttelettes d'eau à atténuer le rayonnement émis par une source radiative et à refroidir une ambiance thermique chaude. L'idée de cette étude serait d'analyser les performances des pulvérisations d'eau comme outils de protection vis-à-vis des contraintes thermiques générées par un incendie, en mettant de côté leur capacité d'extinction.

La démarche que je souhaiterai entreprendre serait d'associer une étude sur la base d'un modèle physique, développé à partir d'OpenFoam par exemple, à des expérimentations à échelle réelle pour confronter les résultats. L'inter-comparaison pourrait être menée sur l'analyse de densités de flux radiatif et de champs de température notamment.

Cette thématique de recherche n'est pas nouvelle au sein de notre communauté incendie : on peut citer comme exemple, au LEMTA, mes travaux de thèse poursuivis par Sullivan Lechêne [84] et dans

84. S. Lechêne, Étude expérimentale et numérique des rideaux d'eau pour la protection contre le rayonnement thermique,

une moindre mesure par Elizabeth Blanchard [85] et à l'IUSTI les travaux de thèse de Fatiha NmiraF. Nmira, Modélisation et simulation de l'interaction entre un feu et un brouillard d'eau, Aix-Marseille 1, 2007.. Ces travaux ont permis d'étudier les performances des pulvérisations d'eau aux regards du risque incendie pour de débit d'eau modéré, jusqu'à quelques dizaines de litres par minute et pour des pressions nominales relativement standards, jusqu'à quelques dizaines de bars. L'ensemble de ces études ont démontré le rôle très important de la fraction volumique (quantité d'eau) et de la taille des gouttelettes sur les capacités d'atténuation du rayonnement et de refroidissement de fumées.

Néanmoins, les technologies actuelles qui se développent sur les systèmes protection utilisent de plus en plus de la haute voire très haute pression pour des débits d'eau qui peuvent atteindre les centaines de litres par minutes pour les applications dédiées aux sapeurs-pompiers. C'est pourquoi, une part des modèles qui avaient été mis en place au sein d'études antérieures ne sont plus applicables pour les systèmes de protection actuels : prise en compte de la coalescence des gouttes entre elles, des vitesses relatives gouttes / air très importantes, ... L'étude de ces moyens de protection nécessite donc de nouveaux développements en terme de modélisation pour représenter les échanges de chaleur entre le spray et une source chaude.

D'un point de vue expérimental, des enjeux liés à la caractérisation de ces sprays existent : comment réaliser les mesures fiables de distributions granulométriques et de fractions volumiques pour les débits et les pressions d'alimentation (ou vitesses d'éjection), cités précédemment, relativement importants. Par exemple, les techniques classiques du type Analyse par Phase Doppler (PDA) sont très vite limitées car les sources lasers (de puissances classiques) sont très rapidement atténuées par ces sprays relativement denses et le signal utile devenant très faible pour la détermination des distributions de goutte et du champs de vitesse. Deux pistes peuvent être envisagées pour tenter de caractériser ces sprays denses :

- par combinaison de plusieurs types techniques de caractérisation. Un exemple peut être l'association des approches LIF et PDA. Le signal LIF est dépendant du volume des gouttes alors que le signal PDA est, quant à lui, proportionnel à la surface des gouttelettes. Le rapport des deux signaux peut permettre d'accéder à une distribution du diamètre moyenne de Sauter (D_{32}) pour une section de spray donnée. Une autre piste pourrait être l'utilisation de la PIV (Particle Image Velocimetry) sous une forme détournée pour l'utiliser en ombroscopie.
- par mesures indirectes, comme l'estimation de l'atténuation du rayonnement au travers du spray. Ce type de mesure a déjà été employé au sein de notre équipe de recherche sans jamais être développé à des fins de caractérisation des pulvérisations. L'idée est de mesurer la transmittivité spectrale directionnelle au travers du spray. Des travaux antérieurs nous avaient démontré que le niveau moyen de cette transmittivité spectrale est lié à la fraction volumique en gouttelettes d'eau et que le comportement de cette transmittivité en fonction du nombre d'onde relève plus du diamètre moyen, et notamment du diamètre de Sauter (D_{32}). Le désavantage de ce type de mesure est d'estimer des grandeurs sur la fraction volumique en gouttes et sur le diamètre des particules moyennées le long de la ligne de visée : les données ne sont donc plus locales.

Ce travail nécessitera donc de tester différentes approches et de valider leur utilisation dans le cadre de sprays très denses et dont la géométrie (l'empreinte) peut être relativement grande.

Au-delà de caractériser les performances des sprays sur les contraintes thermiques d'un incendie, l'un des points clés de cette étude de modélisation associée à des expérimentations sera de définir

Thèse de doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 2010.

85. E. Blanchard, Modélisation de l'interaction entre un brouillard d'eau et un foyer en tunnel, Thèse de doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 2011.

de manière claire quels types de diamètres moyens sont représentatifs d'une distribution réelle pour modéliser les échanges de chaleur (rayonnement ou refroidissement des fumées) : D_{10}, D_{20}, D_{30}, D_{32} (diamètre de Sauter), D_{31} ou D_{43} (diamètre de Herdan, utilisé en combustion). Ces résultats permettront de proposer des prescriptions en vue de l'optimisation de ces systèmes de protection notamment pour les sapeurs-pompiers.

Les deux projets de recherche qui viennent d'être présentés tiennent compte des compétences et des capacités de notre équipe de recherche ainsi que celles de notre laboratoire pour permettre une mise en place rapide de ces travaux de recherche en employant au mieux les ressources disponibles sur du moyen terme. De plus, le domaine applicatif de ces travaux peut certainement permettre d'obtenir des relais et des aides auprès de différents acteurs et partenaires de la sécurité incendie.

10.3 Projet pédagogique

Le projet pédagogique principal que je souhaiterais mettre en place, en lien avec ma structure d'enseignement, serait de développer une filière / une spécialisation sur l'Ingénierie de la sécurité incendie au sein de l'Université de Lorraine. Cette volonté s'appuie sur le constat suivant :

- Le secteur de l'Ingénierie de la Sécurité Incendie (ISI) est actuellement en pleins mutation de par la modification / l'ouverture de la législation. En effet, la réglementation autorise, à présent, la possibilité de recourir à une approche à objectifs permettant d'évaluer et de vérifier la résistance au feu des structures et le désenfumage d'une structure sous des conditions d'incendie réel par simulations. La réglementation pourrait encore évoluer dans ces prochaines années sur les aspects liés à l'évacuation incendie ;
- L'ouverture de la législation incite les centres techniques de l'ISI à se développer pour s'adapter à cette nouvelle réglementation. Ces centres ont donc des besoins particuliers en personnel, formé aux sciences des incendies (formation initiale) ;
- Il existe une réelle demande de la part des professionnels de l'incendie, que sont les sapeurs-pompiers (officiers), les membres des centres techniques et même des experts judiciaires, d'avoir accès à des formations professionnalisantes sur les sciences de l'incendie (formation continue) ;
- Sur le territoire national, l'offre de formation en sécurité incendie existe et se décline sous différentes formes. Toutes ces formations ont principalement été mises en place suite au PN-ISI (Projet National en Ingénierie de la Sécurité Incendie, GT7 Formation et Valorisation) entre 2008 et 2009 : (i) L'université de Poitiers propose par l'intermédiaire de l'IRIAF un master Management des Risques Industriels en Environnementaux (M1 et M2) avec une option sécurité incendie (M2) ; (ii) Aix-Marseille Université propose un master Mécanique physique et ingénierie (M1 et M2) avec une spécialité sur les sciences du feu et ingénierie de la sécurité incendie (M2). Ce diplôme, proposé à la base en formation initiale, existe également en formation en alternance ; (iii) l'INSA de Rouen par le parcours Génie Civil et Construction Durable, option Ingénierie de la sécurité incendie et des structures. D'autres diplômes également proposés au niveau national englobent le risque incendie parmi les risques industriels comme l'ENSI de Bourges qui propose un diplôme d'ingénieurs sur la Maîtrise des Risques Industriels Sécurité et Technologies Informatiques, l'INSA de Rouen pour un diplôme d'ingénieur sur la Maîtrise des risques industriels et environnementaux, ou le Diplôme Universitaire de Technologie en Hygiène Sécurité Environnement de l'Université de Corse par exemple. La force et la cohérence de ces différentes formations s'appuient en partie sur la présence au sein de ces mêmes universités de laboratoires scientifiques dont les équipes de recherche sont reconnues pour leurs activités de le domaines des incendies : l'IUSTI et M2P2 à Aix-Marseille université, l'Institut Pprime à

l'Université de Poitiers, le CORIA à Rouen, l'institut PRISME à Bourges et le laboratoire SPE à l'Université de Corse.

Ce bilan démontre très clairement que, dans le paysage des formations proposées par l'Université de Lorraine, une formation dédiée aux sciences des incendies peut voir le jour en s'appuyant sur les compétences de l'Opération Scientifique "Feux" du LEMTA. Ce diplôme, à développer, devra être complémentaire à l'offre déjà présente au sein du panel national : les aspects risques industriels et assurantiels pour l'IRIAF, le côté ingénierie pour Aix-Marseille Université et la spécialisation en génie civil pour l'INSA Rouen.

Ce diplôme pourrait venir en complément du master Mécanique Energétique proposé par la faculté des sciences et techniques de l'Université de Lorraine par une offre de spécialisation en M2 sur la sécurité incendie. Cette offre pourrait à la fois se décliner sous la forme d'une formation initiale ou d'une formation continue. Néanmoins, cette proposition déboucherait sur un format de diplôme très similaire à celui d'Aix-Marseille Université.

Une seconde piste, plus prometteuse, serait d'intégrer le master international "International master of Science in Fire Safety Engieering" piloté par l'Université de Gand (Belgique). Ce master en deux années fait partie du cadre des échanges Erasmus + et est co-dirigé par 6 universités qui sont,

- L'université de Gand (Belgique),
- L'université de Lund (Suède),
- L'université d'Édimbourg (Royaume-Uni),
- L'université du Queensland (Australie),
- l'ETH Zürich (Suisse),
- L'université du Maryland (États-Unis).

Le programme des études de ce master est le suivant :

- Semestre 1 : les étudiants peuvent au choix suivre les cours à l'université de Gand (Belgique) ou ceux de l'université d'Édimbourg (Royaume-Uni) et préparent un cursus de tronc commun sur les sciences de l'incendie,
- Semestre 2 : l'ensemble des étudiants se retrouve à l'université de Lund (Suède) pour développer l'évaluation des risques incendie, pour développer l'analyse du comportement humain en situation incendie, pour acquérir les bases en simulations numériques ;
- Semestre 3 : les étudiants repartent soit à l'université de Gand (Belgique) soit à l'université d'Édimbourg (Royaume-Uni) en fonction de leur choix, soit vers une filière dédiée à l'étude des protections aux incendies et des moyens d'extinction pour le premier, soit vers une filière spécifique à la réaction au feu des matériaux pour le second ;
- Semestre 4 : les étudiants réalisent un stage de fin de formation au sein de l'une des universités partenaires du consortium.

Mon souhait serait de pouvoir intégrer, au nom de l'Université de Lorraine ce consortium pour constituer le chapitre français de ce master international IMFSE en y développant une filière pour quatre à six d'étudiants dans un premier temps.

Cette intégration pourrait se faire à partir de l'une des écoles d'ingénieurs de l'Université de Lorraine (possédant une filière en mécanique des fluides et thermique) en incluant ce parcours au cours des années M1 et M2 de leurs formations initiales. L'atout principal pour ces étudiants résiderait dans l'acquisition d'un double diplôme en fin de cursus.

L'Université de Lorraine, via notre équipe de recherche pourrait être le relai des différents laboratoires du GDR "Feux" afin de proposer aux étudiants de ce master international une offre relativement large de propositions de stages sur des thématiques de recherche, liées à l'incendie, très étendues.

De plus, ces échanges d'étudiants nous permettrait de faciliter et de consolider les collaborations avec d'autres équipes de recherche au niveau international qui s'intéressent à des thématiques com-

munes liées à l'incendie.

Par la suite, mon souhait serait de pouvoir, avec plusieurs collègues de notre Opération Scientifique "Feux" de participer aux enseignements qui sont dispensés au sein de l'université de Gand, sur les transferts de chaleur ou les écoulements de fumées par exemple. Cette action viendrait compléter effectivement l'offre qui est actuellement proposée sur l'Ingénierie de la Sécurité Incendie en France.