



HAL
open science

Transport et combustion de particules générées par un feu de végétation

Nicolas Sardoy

► **To cite this version:**

Nicolas Sardoy. Transport et combustion de particules générées par un feu de végétation. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2007. Français. NNT: . tel-00289521v1

HAL Id: tel-00289521

<https://theses.hal.science/tel-00289521v1>

Submitted on 20 Jun 2008 (v1), last revised 29 Jan 2009 (v2)

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

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

UNIVERSITE DE PROVENCE

Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels

THESE

soutenue publiquement le 28 novembre 2007

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PROVENCE

Discipline : Mécanique Énergétique

École Doctorale : Physique, Modélisation et Sciences pour l'Ingénieur

par

Nicolas SARDOY

**Transport et combustion de particules générées par un feu de
végétation**

Président :

A. Coppalle Professeur, CORIA, INSA Rouen

Rapporteurs :

A. C. Fernandez-Pello Professeur, Université de Californie, Berkeley

O. Séro-Guillaume Professeur, LEMTA, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy

Examineurs :

J.L. Consalvi Maître de Conférences, Université de Provence, Marseille

J.C. Loraud Professeur, Université de Provence, Marseille (Directeur de thèse)

B. Porterie Professeur, Université de Provence, Marseille (Directeur de thèse)

Invité :

Colonel C. Picard Directeur du CEREN, Valabre

Table des matières

Nomenclature	v
Introduction générale	ix
1 Une introduction sur les feux de végétation	ix
1.1 Les principaux types de feux de végétation	ix
1.2 Le triangle du feu, la base des incendies	x
1.3 Les modes de propagation du feu	xi
2 Présentation de la problématique liée aux sautes de feu	xii
3 Bilan des études antérieures. Bibliographie spécifique aux brandons et aux sautes de feu	xiii
3.1 Premiers travaux	xiii
3.2 Travaux récents	xv
4 Les facteurs responsables des sautes de feu	xvii
5 Méthodologie adoptée	xix
Partie I Combustion et aérodynamique des brandons	1
Chapitre 1 Modélisation de la combustion des brandons	3
1.1 La composition chimique du bois	3
1.2 Le déroulement de la combustion du bois	5
1.2.1 Préchauffage et séchage	5
1.2.2 Pyrolyse	5
1.2.3 Précombustion de la phase gazeuse	6
1.2.4 Oxydation du résidu carbonneux	6
1.3 La combustion incomplète	7
1.4 Description du modèle de combustion choisi	7
1.5 Validation du modèle de combustion	15
1.5.1 Ensemble de données sur la masse et le volume issues du <i>Northern Forest Fire Laboratory</i>	16

1.5.2	Validation du modèle de combustion	17
Chapitre 2 Modélisation aérodynamique des brandons		21
2.1	Établissement de l'équation du mouvement lié à une particule	22
2.1.1	La force de masse ajoutée	24
2.1.2	La force de gradient de pression	24
2.1.3	Le terme historique	24
2.1.4	La force de masse apparente	24
2.1.5	La force de traînée stationnaire	25
2.1.6	La force de portance	25
2.2	Établissement de l'équation du mouvement de rotation de la particule	26
2.2.1	Moment dû aux forces aérodynamiques	26
2.2.2	Moment dû à la résistance du fluide	27
2.3	Cas de la sphère	28
2.4	Cas du cylindre	28
2.5	Cas du disque	29
Partie II Comportement des brandons générés par un groupe d'arbres en feu		33
Chapitre 3 Développement d'un modèle diphasique 3D		35
3.1	Présentation du problème physique	35
3.2	Equations de transport de la phase gazeuse	36
3.3	Modèles de fermeture	37
3.3.1	Termes de couplage entre les phases	37
3.3.2	Modèle de turbulence	38
3.3.3	Modèle de combustion	38
3.3.4	Modèle de formation des suies et détermination des propriétés radiatives de la phase gazeuse	40
3.4	Résolution numérique des équations de transport	40
Chapitre 4 Transport et combustion de brandons émis à partir d'un groupe d'arbres en feu		43
4.1	Description du problème et paramètres numériques	43
4.2	Comportement aérodynamique et thermique des brandons	48
4.3	Distance au sol et hauteur atteinte par les brandons soulevés par le panache de fumées	53

4.4	Effet du placement initial des brandons dans la végétation et de leur vitesse initiale	57
4.5	Exemple de calcul de la distance parcourue par un brandon	57
4.6	Distribution au sol des points d'impact des brandons	57
Partie III Comportement des brandons générés par un front de feu en ligne		61
Chapitre 5 Un modèle de panache de fumées au-dessus d'un feu en ligne		63
5.1	Modélisation du problème physique	64
5.1.1	Profil du vent et stratification de la température ambiante	64
5.1.2	Formulation mathématique	64
5.2	Etude de sensibilité du panache au profil de vent et à la stratification atmosphérique	68
Chapitre 6 Transport et combustion de brandons émis par un feu de végétation en ligne		71
6.1	Elaboration du panache de fumée	71
6.2	Etude du comportement aérodynamique et thermique des brandons en forme de disque	72
6.2.1	Suivi de l'histoire thermique de trois particules au destin bien différent	73
6.2.2	Masse restante au sol	74
6.2.3	Critère pour qu'une particule tombe au sol	77
6.3	Distribution au sol des brandons	80
Conclusions et perspectives		89
Bibliographie		93
Annexe A Interpolation des propriétés physiques du gaz		97
Annexe B Longueur caractéristique du panache de fumée		101
Annexe C Publications		103

Nomenclature

Grandeurs

A^{pyr}	Facteur pré-exponentiel de pyrolyse, [-]
b	Demi-largeur du panache, [m]
C_B	Paramètre pour le terme de force historique, [-]
C_D	Coefficient de traînée, [-]
C_L	Coefficient de portance, [-]
C_p	Capacité calorifique, [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
d	Distance parcourue par un brandon, [m]
d^*	Distance séparant les brandons à <i>courte distance</i> de ceux à <i>longue distance</i> , [m]
D_f	Diamètre de la particule, [m]
D_α	Coefficient de diffusion massique de l'espèce α dans l'air, [m ² s ⁻¹]
D_{sphere}	Diamètre de la sphère de volume équivalent à la particule, [m]
H	Hauteur à laquelle la vitesse du vent est mesurée, [m]
h	Enthalpie, [kJ kg ⁻¹]
I	Intensité du feu, [MW m ⁻¹]
$I_{fz'}$	Moment d'inertie par rapport à l'axe (Oz'), [N m s ⁻¹]
l	Longueur du cylindre, [m]
L^{pyr}	Chaleur de pyrolyse, [kJ kg ⁻¹]
L_c	Longueur caractéristique de l'écoulement, [m]
M	Masse de la particule, [kg]
N	Critère de bord du panache, $R^2 = Nb^2$, [-]
$N(d)$	Nombre de brandons qui tombent à une distance d du front de feu, [-]
N_{sd}	Nombre total de brandons à <i>courte distance</i> , [-]
N_{tot}	Nombre total de brandons qui tombent au sol, [-]
R	Demi-largeur du panache sur laquelle s'applique le profil gaussien, [m]
r	Distance radiale (direction normale à s), [m]

Nomenclature

R^{char}	Vitesse de combustion, [kg m ⁻³ s ⁻¹]
R^{pyr}	Taux de perte massique due à la pyrolyse, [kg m ⁻³ s ⁻¹]
s	Distance le long de la trajectoire du panache (abscisse curviligne), [m]
S_{ox}	Surface de la particule soumis à l'oxydation, [m ²]
T	Température, [K]
t	Temps, [s]
T^{pyr}	Température d'activation, [K]
t_{vol}	Temps de vol de la particule, [s]
U_{wind}	Vitesse du vent à une hauteur H, [m s ⁻¹]
v_e	Vitesse d'entraînement de l'air ambiant dans le panache, [m s ⁻¹]
V_f	Volume de la particule, [m ³]
w_g	Vitesse du gaz le long de la trajectoire du panache, [m s ⁻¹]
Y_α	Fraction massique de l'espèce α , [-]
x', y', z'	Coordonnées cartésiennes du repère lié à la particule
x, y, z	Coordonnées cartésiennes du repère fixe
<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/> Lettres grecques <hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>	
α^{CO}	Proportion de CO dans le mélange gazeux, [-]
α_i	Angle d'incidence de la particule, [rad]
Δ_h	Chaleur de combustion, [kJ kg ⁻¹]
λ	paramètre du panache (λ^2 : rapport entre la propagation de la masse et de la chaleur par rapport au mouvement), [-]
μ	Viscosité dynamique, [kg m ⁻¹ s ⁻¹] ou moyenne de la fonction log-normale, [-]
∇	Opérateur de Laplace
ν_c	Teneur en résidu carbonneux, [-]
ρ	Masse volumique, [kg m ⁻³]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$, [W m ⁻² K ⁻⁴] ou écart-type de la fonction log-normale, [-]
τ_f	Épaisseur de la particule, [m]
θ	Angle de la trajectoire principale du panache par rapport à l'horizontale, [rad]
ε	Émissivité, [-] ou taux de dissipation visqueuse, [m ² s ⁻³]
<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/> Indices <hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>	
0	Valeur initiale de la particule
α	Espèces gazeuses ($\alpha = CO, O_2, CO_2, H_2O, N_2$)
-	Valeur moyenne sur la largeur du panache

∞	Grandeur considérée loin de la particule
*	Valeur excédentaire au centre du panache
c	Grandeur relative au résidu charbonneux de la particule
char	Grandeur relative au processus d'oxydation du résidu charbonneux
cr	Critique
f	Grandeur relative au brandon
film	Grandeur relative au film de la particule
final	Valeur de la particule au sol
g	Grandeur relative au gaz
k	Grandeur relative à la phase solide du lit de combustible
pyr	Grandeur relative au processus de pyrolyse
rel	Grandeur dite « relative »
s	Grandeur relative aux suies
surf	Surface de la particule
w	Grandeur relative au bois sec de la particule

Nombres adimensionnés

Fr	Nombre de Froude, [-]
Nu	Nombre de Nusselt, [-]
Pr	Nombre de Prandtl, [-]
Re	Nombre de Reynolds, [-]
Sc	Nombre de Schmidt, [-]
Sh	Nombre de Sherwood, [-]

Vecteur

Ω	Direction de propagation du rayonnement, [-]
ω_f	Vitesse de rotation de la particule, [rad s ⁻¹]
ω_g	Vorticité du fluide, [rad s ⁻¹]
\mathbf{F}	Force, [N] ou [kg m s ⁻²]
\mathbf{g}	Gravité, [m s ⁻²]
\mathbf{K}	Moment des forces extérieures, [N m]
\mathbf{K}_p	Moment dû aux forces aérodynamiques, [N m]
\mathbf{K}_r	Moment dû à la résistance du fluide, [N m]
\mathbf{n}	Vecteur unitaire normale extérieure d'une surface, $\mathbf{n} = \mathbf{r}$ pour les brandons sphériques et cylindriques, $\mathbf{n} = \mathbf{z}$ ou \mathbf{r} pour les brandons en forme de disque [-]

Nomenclature

\mathbf{q}_r	Densité de flux radiatif, [W m^{-2}]
\mathbf{u}	Vitesse, [m s^{-1}]
\mathbf{u}_{rel}	Vitesse relative gaz/particule ($\mathbf{u}_{rel} = \mathbf{u}_g - \mathbf{u}_f$), [m s^{-1}]
\mathbf{x}	Vecteur position, [m]

Introduction générale

Ce chapitre fait à la fois office d'introduction et d'étude bibliographique. On y trouve d'abord, dans le paragraphe 1, des généralités sur les feux de végétation à savoir une présentation sur les différents types de feu et leur mode de propagation. Le paragraphe 2 expose la problématique liée aux sautes de feu. Le paragraphe 3 fait ensuite une synthèse sur la littérature spécifique consacrée aux brandons et aux sautes de feu. Le paragraphe 4 présente les facteurs qui sont responsables du phénomène de sautes et les caractéristiques principales des brandons en s'appuyant principalement sur des exemples de feux suivis. Enfin, le paragraphe 5 présentera la méthodologie que nous avons suivie au cours de ce travail.

1 Une introduction sur les feux de végétation

Un feu de végétation (dans son acceptation la plus large) est une combustion à l'air libre, se propageant librement, qui consomme des combustibles végétaux naturels, *i.e.* l'humus, les herbes, les buissons et les arbres.

1.1 Les principaux types de feux de végétation

Les types et les formes de feux de végétation sont influencés par un grand nombre de facteurs dont les différentes combinaisons ont pour effet de constituer presque autant de catégories de feux. Toutefois, il y a trois types principaux de feux de végétation ; les différences résident essentiellement dans le mode de propagation et la position du feu par rapport à la surface du sol.

Les feux de surface (ou feux courants)

Les feux de surface sont ceux qui brûlent la litière, ne consommant que la partie supérieure de la couche morte, la végétation herbacée, les broussailles et les débris végétaux reposant sur le sol. Comme leur nom l'indique, ces feux ne se développent qu'à la surface du sol. Les feux de surface sont les plus communs, ils brûlent et se propagent rapidement, ils dégagent beaucoup de flammes et de chaleur. Ils se propagent en général par rayonnement par suite d'un dégagement considérable de chaleur et de flammes.

Les feux de cime

Ce sont les feux qui avancent de la cime d'un arbre à la cime d'un autre, plus ou moins indépendamment du feu de surface. Ces feux, typiques des incendies de forêts de conifères, se propagent rapidement en produisant une très grande énergie. Sous l'action du vent et des courants d'air ou tourbillons, des brandons, des escarbilles ou des tisons peuvent être emportés par le vent et créer des incendies à de grandes distances. Un feu de cime débute presque toujours par un feu

courant qui enflamme la couronne des arbres, puis continue à se propager comme un simple feu de surface qui suit la propagation aérienne principale. Les feux de cime sont les feux de végétation qui possèdent la vitesse de propagation la plus importante. Les phénomènes de convection prennent une part active dans leur comportement. Les feux de cime sont appelés *roulants* lorsque le feu ne se développe que dans la cime des arbres et se propagent indépendamment des feux de surface.

Les feux de sol

Dans la plupart des forêts (et même dans les forêts méditerranéennes), la matière organique, à différents stades de décomposition, s'accumule sur le sol minéral. Un feu de sol consomme à la fois la matière organique constituant la litière et celle constituant l'humus, située sous la litière à la surface du sol de la forêt. Un feu d'humus succède souvent à un feu de surface qui en facilite la propagation. Le feu de sol est caractérisé par un front qui se consume lentement sans flammes en émettant peu de fumées. Les feux de sol sont les feux les moins spectaculaires, leur propagation est très lente à cause de la rareté en oxygène mais sont les plus destructeurs car ils tuent les systèmes souterrains de survie des végétaux.

1.2 Le triangle du feu, la base des incendies

L'incendie est la manifestation incontrôlée dans l'espace et dans le temps d'une réaction chimique de combustion. Il s'accompagne d'une libération de chaleur (la réaction est dite exothermique) et d'émission lumineuse. Les flammes caractéristiques des incendies rentrent dans la catégorie des flammes de diffusion (les réactifs sont initialement séparés) turbulentes où les effets gravitationnels sont prépondérants. Pour qu'un incendie se déclare, trois éléments doivent être présents : un combustible (la végétation), un gaz comburant (l'oxygène de l'air) et une source d'inflammation (flamme, matériau incandescent). Les pompiers le savent : réduire l'intensité d'un feu ou l'éteindre consiste à affaiblir ou éliminer au moins l'un des facteurs de ce triangle de feu (figure 1).

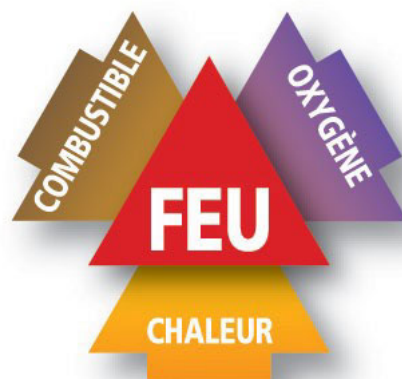


FIG. 1 – Le triangle de feu.

1.3 Les modes de propagation du feu

Tout incendie est caractérisé par le phénomène de propagation du feu. Ce dernier est assuré par trois processus physiques fondamentaux : la conduction, la convection, le rayonnement. Ces trois modes de propagation agissent simultanément au cours des incendies, auxquels s'ajoute le phénomène de sautes. Cependant, l'importance de chacun varie en fonction de l'intensité et de la taille du feu, ainsi que de la configuration du système environnant qui est en train de brûler.

La conduction

La conduction est limitée à une zone d'action localisée puisque la chaleur est transmise par contact direct entre solides ou fluides en repos, des parties chaudes vers les parties froides. A l'exception des feux qui se propagent dans le sol, comme les feux de tourbe, ce mode de transfert thermique influence peu la vitesse de propagation des incendies de forêt.

La convection

Le transport de gaz chauds se fait par la convection. Sous l'effet de la chaleur, la masse volumique du gaz diminue. La poussée d'Archimède se manifeste alors par une élévation de cette masse gazeuse. Les fumées d'un incendie suivent le même comportement ascendant pour former un panache convectif qui peut s'étendre jusqu'à la haute atmosphère. Avant de se refroidir, ces fumées peuvent parcourir des distances importantes et transférer leur chaleur à un matériau combustible qui serait sur leur trajet. Ce mode convectif est notamment à l'origine de la transition d'un feu de surface vers un feu de cime : les produits de combustion du feu de surface, dans leur mouvement ascendant, sèchent les strates supérieures de la forêt et augmentent leur température jusqu'au point d'inflammation.

Le rayonnement

Tout corps chauffé émet de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques et un tel rayonnement peut être absorbé par un autre corps sous forme d'énergie thermique. D'après la loi de Stefan-Boltzmann, l'intensité du rayonnement est proportionnelle à la puissance quatrième de la température absolue de ce corps. Le flux d'énergie émis par une source ponctuelle et reçu par une surface donnée est inversement proportionnel au carré de la distance lorsque le milieu traversé est transparent au rayonnement. Dans les incendies de forêt, le rayonnement qui se situe dans le domaine des ondes infrarouges, provient de la flamme et pour une part négligeable, des braises. Bien que tous les modes de transfert participent peu ou prou au processus de propagation des incendies, le rayonnement des flammes est le mode dominant.

La projection

Des éléments végétaux (feuilles, cônes, aiguilles, ...) enflammés ou incandescents, communément appelés brandons, peuvent être entraînés dans le panache convectif du feu et transportés par le vent. Ces brandons peuvent parcourir de longues distances et être à l'origine de nouveaux foyers en avant du front. L'éclosion de nouveaux foyers par des brandons est connu sous le nom de phénomène de sautes (US : *spotting process*). Ce phénomène se différencie des autres modes de propagation du feu car il requiert un support matériel, le brandon lui-même.

2 Présentation de la problématique liée aux sautes de feu

Tous les ans, les incendies de forêts ravagent plusieurs centaines de milliers d'hectares dans le sud de l'Europe. La France, qui avec 15 millions d'hectares de forêts (soit un peu plus du quart du territoire national) se place au troisième rang des pays les plus boisés de l'Union Européenne, est le théâtre chaque année de plusieurs milliers de départs de feux. En général, les incendies sont bien maîtrisés si les conditions météorologiques sont favorables. Cependant, il suffit que le vent souffle violemment, que la végétation soit sèche, que le terrain soit très escarpé et que l'incendie soit déjà étendu pour que la situation se renverse. Cela a été le cas au cours de l'été 2007 au Portugal et surtout en Grèce. En effet, les incendies qui ont ravagé le Péloponnèse, au sud de la Grèce, tuant 63 personnes, ont brûlé plus de 180 000 hectares de terrain, détruit ou endommagé plus de 2 000 bâtiments et tué plus de 40 000 têtes de bétail, selon un premier bilan dans les régions touchées. L'Elide, département le plus durement frappé, à l'ouest du Péloponnèse, recensait 110 000 hectares brûlés, soit près de la moitié de son étendue, dont environ 40 % de forêts, a indiqué à l'AFP un responsable préfectoral (à titre anecdotique, plus de 40 000 moutons et chèvres ont aussi succombé au feu!).

Dans ces cas difficiles, les sautes de feux en avant du front de flammes sont fréquentes, peuvent mettre la vie des pompiers en danger et favoriser la propagation de l'incendie par l'éclosion de foyers secondaires (au Portugal, des débris calcinés ont été retrouvés jusqu'à 17 kilomètres de l'incendie). Ce phénomène, plutôt méconnu en Europe, est redouté en Australie et aux USA. En effet, les incendies de forêts australiennes peuvent dégager une puissance de 100 MW par mètre linéaire de front. En Europe, c'est dix fois moins car la biomasse de nos forêts est moins importante. Les foyers secondaires sont souvent provoqués par les feux de cimes qui, par leur intense chaleur et les puissants courants de convection qu'ils génèrent, peuvent emporter des braises ardentes loin du foyer (figure 2).



FIG. 2 – (a) De multiples jets de brandons susceptibles de provoquer de nouveaux départs de feu ; (b) Foyers secondaires allumés par des brandons.

Une saute de feu implique la libération de brandons dans le panache de fumée, leur ascension plus ou moins longue dans ce même panache, leur transport dans le vent, leur chute au sol et

leur éclosion d'un foyer secondaire.

A titre d'exemple, lors du programme SALTUS, des sautes ont pu être observées dans plus de la moitié des feux suivis et peuvent se produire sur de courtes ou de longues distances. Typiquement dans des feux importants du bassin méditerranéen, la longueur de la saute (distance entre le point de départ du brandon générateur de la saute et le point d'éclosion du foyer secondaire) est considérée comme :

- courte si elle est inférieure à 10 m ;
- moyenne si elle est comprise entre 10 et 100 m ;
- longue si elle est comprise entre 100 et 500 m ;
- très longue si elle est supérieure à 500 m.

Le document suivant illustre les incidences que peuvent avoir les sautes de feu dans la lutte contre les incendies :

In many wildland/urban interface fires more structures are lost to fire brand (spark/ember) ignition and delayed ignition from long duration smoldering material than from radiant heat or direct flame impingement. "Most of the destroyed houses I've examined," states Jack Cohen, Research Physical Scientist with the USDA Forest Service Missoula Fire Science Laboratory, "very likely ignited from small spot ignitions on or adjacent to the home - not from the big crown fire flames." From a structure protection specialist's viewpoint, structural ignitions caused by firebrands or spotting, both immediate and delayed, are a huge operational problem for both wildland and structure firefighters attempting to save structures during such events. What are some strategies that can be employed with limited time and resources to protect numerous home sites being threatened?

« Extrait du rapport *Fire Brands and Long Duration Smoldering Fires : What is the Risk? How Should We Deal with Them?* », par le capitaine des pompiers de la ville de Bigfork au Montana, 39 ans d'expériences dans la lutte contre les feux de forêt pour US Forest Service, Rick Trembath, juin 2005.

A la suite de très nombreux témoignages civils et rapports d'expertises comme celui-ci sur la menace des sautes de feu, notamment au niveau des interfaces *forêt/zone urbaine*, les opérationnels ont vivement souhaité intégrer ce phénomène, qui peut paraître complexe, dans les outils d'aide à la décision et à la lutte contre les feux de forêts.

3 Bilan des études antérieures. Bibliographie spécifique aux brandons et aux sautes de feu

3.1 Premiers travaux

Les premiers travaux entrepris pour l'étude des brandons ont porté uniquement sur le transport et l'évolution des propriétés de la particule dans un écoulement relativement simplifié.

Parmi les premières études disponibles dans la littérature, nous pouvons citer les travaux précurseurs de Tarifa *et al.* (1965), Tarifa *et al.* (1967). Les auteurs ont dans un premier temps élaboré des lois de variation du rayon et de la masse volumique pour des particules sphériques et cylindriques comme des fonctions du temps, de la vitesse du vent, du type de bois et du pourcentage d'humidité dans la particule. Ces lois ont été déduites d'expériences en tunnel à vent. Par la suite, les trajectoires et les durées de vie des particules de bois ont alors été déterminées

pour un vent latéral uniforme et des modèles basiques de colonne de convection verticale ou inclinée à vitesse constante. La distance maximale atteinte par les brandons encore incandescents a alors été estimée.

Lee et Hellman ont modélisé analytiquement le comportement aérodynamique de brandons sphériques à masse volumique constante dans un panache convectif tourbillonnant et axisymétrique (Lee et Hellman (1969), Lee et Hellman (1970)) et dans un panache convectif bi-dimensionnel incliné et à vitesse constante (Lee et Hellman (1970)). En utilisant les données de Tarifa concernant les particules de bois sphériques, deux lois empiriques sur la vitesse de régression ont été établies (Lee et Hellman (1969), Lee et Hellman (1970)). Pour le panache convectif incliné, les trajectoires des brandons sphériques ont été confrontées à celles obtenues par Tarifa. Les allures des trajectoires acquises dans ces deux études ont été trouvées similaires, bien que celles obtenues par Lee et Hellman fussent moins longues.

Muraszew *et al.* (1977) ont modélisé les trajectoires bi-dimensionnelles de brandons cylindriques libérés au-dessus d'un feu tourbillonnaire. Le modèle de combustion utilisé requiert l'évolution temporelle à la fois du diamètre mais aussi de la masse volumique. A partir de leurs expériences sur les brandons générés dans le cœur d'un feu tourbillonnaire, les auteurs ont obtenu une loi exponentielle de la dégradation de la masse volumique. Ils ont de plus utilisé la relation de Tarifa *et al.* (1967) afin de calculer le taux de régression du diamètre.

Albini a réalisé une avancée notable dans le domaine en développant un modèle de vitesse de combustion basé sur une relation linéaire relativement simple entre deux groupes adimensionnels : $x_{Albini} = \frac{\rho_{\infty} U_{wind} t}{(\rho_f^w D_f)_0}$ et y_{Albini} . Le coefficient constant de régression $K = 0.0064$ dans l'équation $x_{Albini} = K y_{Albini}$ a été déterminé à partir des données de Muraszew *et al.* (1977) pour quatre espèces de bois distinctes. De ce modèle de combustion des brandons, Albini en a déduit une équation linéaire qui décrit le changement de la vitesse de chute avec le temps. Il a par ailleurs modélisé les trajectoires 2D de brandons cylindriques générés à partir d'un groupe d'arbres en feu (Albini (1979)) et à partir d'un tas abondant de combustibles (Albini (1981)), tout en utilisant un modèle semi-empirique, sur la base de sous-modèles simplifiés, qui permet de décrire la structure d'une flamme stationnaire et du panache thermique. Ces résultats ont permis à Albini de déterminer à la fois la hauteur maximale obtenue à laquelle un brandon est soulevé mais aussi la saute de feu possible maximale. Il a aussi considéré le transport de brandons par ligne thermique (Albini (1983)a, Albini (1983)b) pour des feux dominés par le vent. Ces lignes thermiques ont été considérées comme le principal moyen de transport des particules. Il a été montré que la hauteur maximale d'un brandon soulevé est approximativement proportionnelle à la racine carrée de l'énergie thermique.

L'apparition d'outils d'aide à la décision et à la lutte contre les feux de forêts

De par l'importance de ce phénomène, les opérationnels ont souhaité intégrer ce phénomène de sautes dans les outils de simulation de propagation des feux (comme BEHAVE, FARSITE, ...).

Basé sur le modèle physique de propagation des feux de Rothermel (1972), BEHAVE est utilisé pour des prévisions de propagation de feux et l'estimation des risques de feu en fonction de la végétation et de la variation des paramètres climatiques et topographiques. Il a pour avantages la simplicité des données de sorties et le peu d'informations à fournir en entrée. Il permet également d'observer rapidement les effets du changement d'un paramètre environnemental. BEHAVE permet d'évaluer, en utilisant le modèle de combustion d'Albini (1979), la distance

de saute maximale dans des configurations bien spécifiques telles que les empilements de combustibles enflammés (Albini (1981)) et les feux en ligne (Albini (1983)a, Albini (1983)b, Morris (1987)), ainsi que la probabilité d'un brandon d'enflammer la végétation réceptrice.

FARSITE (Fire Area Simulation) a été développé aux Etats Unis par le laboratoire IFSL. Ce simulateur est utilisé, aussi bien dans le domaine privé que public, pour les données S.I.G (Système d'Information Géographique) qu'il fournit sur la végétation et les combustibles. FARSITE est utilisé en Europe, entre autres, par les services de lutte catalans. Ce modèle simule le feu tel une onde elliptique qui forme une enveloppe autour du foyer de feu, la limite extérieure étant considérée comme le front de feu. Les modèles comportementaux qui y sont implémentés sont ceux que l'on retrouve dans BEHAVE, ainsi que dans la méthode canadienne de prévision du comportement des incendies de forêt. Il a pour objectif de réaliser des simulations de feux passés, actuels et potentiels. FARSITE permet d'estimer, à l'aide du modèle de combustion développé par Albini (1979), la distance maximale de projections de particules pour un groupe d'arbres en feu.

Ces deux outils restent relativement limités en terme d'applications puisqu'ils ne permettent pas d'estimer une longueur caractéristique de sautes de feux. De plus, il a été mis en évidence que ces modèles sous-estiment à la fois la hauteur et la distance maximale de sautes.

3.2 Travaux récents

Dans le travail de Woycheese et Pagni (1996), le soulèvement de brandons sphériques inertes chimiquement par un panache vertical de Baum et McCaffrey, a été considéré. Ce travail a été étendu à des sphères en combustion (Woycheese *et al.* (1998)) en utilisant un modèle de gouttelettes enflammées (régression uniquement de la surface, la masse volumique de la particule restant constante). Le soulèvement de brandons et leur propagation dans le vent latéral ont été considérés comme deux processus successifs, à savoir l'introduction de particules sphériques en combustion dans un panache de Baum et McCaffrey en négligeant les effets du vent sur ce dernier et ensuite la phase de propagation dans un vent horizontal et constant aux conditions ambiantes (Woycheese *et al.* (1999)). Woycheese et Pagni (1999) ont déterminé la distance maximale de propagation de brandons en combustion ayant la forme d'un disque et introduits dans l'écoulement à deux étapes mentionné ci-dessus. Un modèle de combustion avec un point de stagnation a été utilisé et les forces de portance ont été considérées seulement dans la phase de propagation. Un angle d'attaque entre la vitesse relative et la face du disque a été considéré constant. Les auteurs ont souligné que la portance améliore significativement le risque de sautes par une augmentation des distances de propagation. D'un point de vue expérimental, des études ont été réalisées (Pagni et Woycheese (2000), Woycheese (2001)) pour compléter les travaux de Tarifa *et al.* (1965, 1967) en fournissant un certain nombre des données et une meilleure compréhension de la combustion des particules de bois de géométries différentes dans un écoulement forcé.

Tse et Fernandez-Pello (1998) ont développé un modèle numérique qui permet les calculs de trajectoires, les histoires massiques et thermiques et les durées de vie de particules métalliques sphériques thermiquement fines (avec ou sans combustion) et de brandons incandescents libérés à des hauteurs arbitraires dans un vent ambiant. Ce travail a été poursuivi par Anthenien *et al.* (2006), qui a estimé le potentiel de brandons aux diverses géométries (sphères, cylindres et disques) à propager le feu. Ces brandons ont cette fois-ci été libérés à une hauteur arbitraire dans un vent ambiant comme précédemment ou bien soulevés par un panache de Baum et McCaffrey et ensuite transportés par le vent ambiant, tout en utilisant un modèle de combustion qui inclut à la fois le processus en profondeur de pyrolyse et la combustion hétérogène de surface.

Récemment, Ellis (2000) a étudié en détail les caractéristiques aérodynamiques et de combustion de morceaux d'écorce filandreux (écorce d'*Eucalyptus obliqua*), telles que le temps d'embrassement, le temps d'extinction, la vitesse limite et la masse, à l'aide des expériences faites dans le tunnel à vent vertical du CSIRO (Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation) (cf. projet Vesta Spotfire). Dans le but de déterminer les trajectoires des échantillons, les modèles de transport et de combustion étaient combinés à un modèle 2D de panache au-dessus d'un feu de brousse (Raupach (1990)). Les prédictions de la distance maximale de sautes ont été déterminées pour une intensité de feu donnée, une vitesse de vent et une hauteur initiale. La comparaison avec les données issues d'un feu réel (*Daylesford, 1962*) a montré que les résultats du modèle étaient relativement en bon accord avec les données de terrain en dépit du manque de connaissances de certains paramètres du modèle.

Himoto et Tanaka (2005) et Koo *et al.* (2007) ont étudié le transport des brandons en forme de disque en utilisant un modèle CFD (Computational Fluid Dynamics) afin de prédire les caractéristiques de l'écoulement gazeux représentatifs d'un feu urbain ou d'un feu de végétation.

A l'exception du travail d'Albini (1983)b, tous les travaux présentés précédemment ont considéré des écoulements gazeux représentatifs de feux axisymétriques.

Des programmes de recherche ont été récemment lancés, qui auraient dû permettre aux opérationnels de mieux prendre en compte le phénomène des sautes de feu dans leurs décisions et leurs actions :

Le projet SALTUS

Un programme de recherche européen SALTUS s'est déroulé d'avril 1998 à mars 2001. Il regroupait dix partenaires (dont sept organismes de recherche) des cinq pays de l'Europe méditerranéenne (France, Espagne, Portugal, Italie et Grèce). L'objectif de ces recherches était d'améliorer la connaissance du phénomène de sautes et de développer des modèles statistiques de prévision. La méthodologie retenue combine deux approches complémentaires :

- Une étude statistique de 245 feux passés dans les cinq pays du programme, ayant pour but de développer un modèle de prévision des probabilités et des distances d'essaimage en fonction des conditions du milieu. Les données collectées sur ces feux concernent les conditions météorologiques et topographiques, ainsi que les caractéristiques de la végétation et du feu. Elles sont récoltées à partir d'enquêtes auprès de témoins (services de lutte et de gestion).
- Une approche théorique et expérimentale associant la simulation numérique du transport des particules et l'expérimentation en laboratoire sur le déclenchement des foyers secondaires. Le travail de simulation a consisté à modéliser le vent en fonction de la topographie avec une couche limite atmosphérique neutre ou thermiquement stratifiée, puis prendre en compte l'effet thermique d'un incendie de forêt (interaction vent-colonne de convection) et enfin calculer la trajectoire d'un brandon porté par le vent et la colonne de convection due à l'incendie, mais sans prendre en compte l'effet de la portance. Quant à l'expérimentation, elle portait sur la caractérisation des brandons (géométrie, combustion, perte de poids en fonction du temps, ...) et sur l'inflammabilité des combustibles récepteurs (fréquences et délais d'inflammation de différents types de litières).

Cette approche a été complétée par le suivi des feux réels. Les équipes chargées de la collecte des données pendant les incendies travaillaient en collaboration avec les services de lutte. Les données à collecter portaient à la fois sur la propagation et les caractéristiques du feu,

les conditions météorologiques, la nature et l'état hydrique de la végétation. Dans le cas de feux avec sautes, des données complémentaires ont été récoltées (végétation au point de départ du feu, distance sautée, type de brandon, nature du combustible récepteur). Ces données devaient permettre d'améliorer la connaissance du phénomène des sautes de feu et de valider le modèle expérimental et théorique.

A l'exception d'informations qualitatives comme la connaissance de l'espèce, du type et de la forme géométrique de particules responsables de sautes, les données de terrains n'ont permis aucune validation d'un quelconque modèle de combustion ou de transport.

Le projet VESTA SPOTFIRE

Le projet VESTA SPOTFIRE était un projet de recherche mené par le CSIRO en 2001 sur le phénomène de sautes se produisant dans les gigantesques feux australiens. Le principe était de développer et de valider un modèle de sautes de feux qui pourrait permettre aux opérationnels de prédire l'activité des sautes et les distributions des brandons au sol pour un feu donné et des conditions atmosphériques données.

Au cours de ce projet, les scientifiques ont mesuré le nombre et la distribution au sol des brandons puis des départs de feu déclenchés par les sautes. Les espèces majoritairement responsables de l'apparition de brandons étaient l'écorce d'*Eucalyptus Marginata* (ou *Was Jarrah*). Il a été trouvé que la masse volumique de brandons au sol admettait un maximum près de la source du feu (10 brandons par m^2 à environ 40 m en avant du feu) et ensuite une décroissance exponentielle en fonction de la distance au front de feu ($0.5 m^2$ tous les 160 m). Concernant les départs de feux observés, environ une vingtaine se sont déclarés près du feu principal dans un domaine de 70 m de large et 200 m de long.

Comme pour le projet européen SALTUS, le projet VESTA SPOTFIRE n'a pas permis de dégager un modèle de description du comportement des brandons dans un feu et d'évaluation des distributions des potentiels nouveaux départs de feu.

4 Les facteurs responsables des sautes de feu

Les observations faites sur feux réels et les études des feux passés ont permis de dégager un certain nombre de facteurs qui affectent le phénomène de sautes :

L'intensité du feu

L'intensité du feu a été considérée être un facteur prépondérant dans le comportement des sautes. L'intensité du feu dépend, selon la formule de Byram (1959), de l'interaction complexe entre la charge de combustible, la vitesse de propagation du feu et la chaleur de réaction du combustible. En outre, une échelle de mesure de l'intensité d'un feu de végétation a été établie par le Cemagref, par retour d'observations de terrain. Elle relie l'intensité du feu et la distance maximale de sautes. A titre d'exemple, ce sont pour des feux extrêmement intenses (une intensité supérieure à $10 MW m^{-1}$), faisant référence à des feux de cime, que l'activité de sautes de feu sera la plus importante.

Le vent

Logiquement, le vent joue un rôle majeur dans le problème de sautes. Il contribue à l'émission et au transport des brandons. La colonne de convection liée à la puissance à du brasier entraîne les brandons à une hauteur conséquente et le vent se charge ensuite de les transporter sur des distances de quelques mètres à quelques kilomètres (des débris végétaux calcinés ont été retrouvés jusqu'à 17 kilomètres en avant du feu au Portugal en 2001).

Le vent est un facteur de propagation et d'aggravation des incendies. Il peut, comme cela a été le cas dans le département du Var en septembre 2001, transporter des particules incandescentes à plusieurs kilomètres du foyer principal, les coupe-feux étant totalement inefficaces. Quelques unes ont par ailleurs provoqué des foyers secondaires. Les nouveaux départs de feu constatés en avant du front d'un incendie peuvent être aussi causés parfois par des animaux enflammés et paniqués (oiseaux, sangliers, ...) qui transportent le feu en essayant de le fuir.

Le type de végétation

Les rafales brutales de vent sont capables d'arracher des particules enflammées comme des feuilles, des aiguilles de pin, des cônes et surtout des morceaux d'écorce. Là aussi, ce sont les pinèdes qui génèrent le plus de sautes avec des brandons d'écorces. Sans doute parce que l'écorce des pins se détache facilement. Les milieux sans arbres s'avèrent les plus favorables à l'éclosion de nouveaux foyers. La biomasse au sol est importante et souvent très sèche. Un nouvel incendie peut démarrer. En revanche, de tels milieux non arborés génèrent assez peu de sautes. Les milieux en mosaïque de landes et de pinèdes s'avèrent donc plus propices à l'apparition de sautes alors qu'ils sont considérés comme moins favorables que d'autres à la propagation du feu au sol.

Un certain nombre d'observations directes ont permis d'identifier la végétation susceptible d'initier des feux secondaires. A la fin des années 50, les scientifiques comme Byram n'étaient pas en mesure de connaître précisément les caractéristiques du combustible qui produit un maximum de brandons « efficaces ». Byram (1959) a suggéré que le charbon de bois, le bois pourri, l'écorce ainsi que la mousse sèche seraient, à la fois assez légers pour être emportés par l'écoulement ascensionnel se produisant au-dessus du feu et à la fois capable de brûler pendant plusieurs minutes et être donc potentiellement des brandons efficaces. Albin (1979) a supposé que des branches de faible diamètre, des aiguilles de pins, des cônes de pin, des morceaux d'écorce, des mottes de mousse pourraient jouer le rôle de brandons (figure 3).

Différents types de végétation peuvent générer des sautes de feu, ce sont essentiellement des arbres résineux tels que le pin d'alep (forêts méditerranéennes), l'eucalyptus (Australie) et le pin ponderosa, le cèdre rouge, ou le pin douglas (forêts nord-américaines : Etats-Unis, Canada).

La topographie

Au-delà des problèmes liés au vent, à la nature de la végétation et à l'intensité développée par le feu, s'ajoutent les contraintes liées à la topographie des massifs. Le relief joue, en effet, un rôle primordial dans le comportement du feu ; son absence également. Dans les Landes, par exemple, l'absence d'obstacles naturels favorise l'accélération de la vitesse du vent ; dans une zone sans relief, un départ de feu est facilement soumis au vent. En revanche, dans les pentes descendantes d'une zone de relief irrégulier, la propagation du feu qui a tendance à ralentir, est nettement plus exposée au phénomène de sautes à cause du dénivelé entre les zones émettrices et réceptrices. Ainsi, durant le projet SALTUS, la plus grande saute observée a atteint 2 400 m et ceci pour une zone où le relief était abrupt.

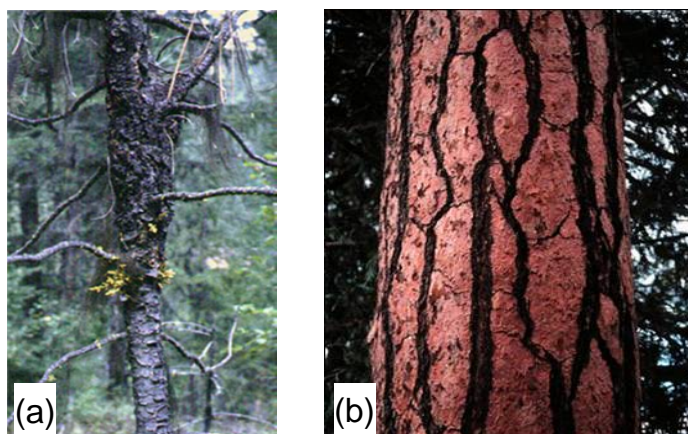


FIG. 3 – Différents types de particules pouvant générer des sautes de feu : (a) petites branches de pin d’alep ; (b) morceaux d’écorce de pin ponderosa.

Les effets néfastes

Ce phénomène de sautes a d’importantes conséquences sur les stratégies de prévention et de lutte :

- mise en danger des combattants du feu, pouvant se faire encercler ;
- destruction de biens matériels ;
- réduction de l’efficacité de certains ouvrages, comme les coupures de combustible.

5 Méthodologie adoptée

Il paraît essentiel d’acquérir des connaissances aussi exhaustives que possible sur le phénomène et les mécanismes mis en jeu dans le processus de sautes de feu. L’objectif de nos travaux est d’élaborer un outil numérique permettant de simuler le transport et la combustion de brandons générés par un feu de végétation. Nous avons vu que la littérature fait état de résultats obtenus par des approches semi-empiriques et même physiques, sans toutefois relier les aspects physiques de l’écoulement gazeux et une approche raffinée des phénomènes agissant sur les brandons. Nous voulons donc contribuer à la modélisation du problème complet, en utilisant des modèles performants sur les différents aspects identifiés.

Ce mémoire s’articule autour des deux grands pôles : tout d’abord la modélisation de la combustion et du transport aérodynamique des brandons, puis leur comportement dans un écoulement gazeux généré par un groupe d’arbres en feu et par un front de feu en ligne. Le plan de ce rapport est le suivant :

- Partie I : Combustion et aérodynamique des brandons.
 - Le chapitre 1 établit le modèle de combustion des brandons pour lequel une validation avec des résultats expérimentaux est présentée.
 - Le chapitre 2 présente le modèle de transport aérodynamique que nous avons choisi d’implémenter. La conservation des mouvements par translation et par rotation est clairement exposée et détaillée pour les différents types de géométrie de brandons.

- Partie II : Comportement des brandons générés par un groupe d’arbres en feu.
 - Pour estimer les trajectoires et la combustion des brandons, il est indispensable de connaître le champ des propriétés physiques de l’écoulement gazeux calculées préalablement. Pour se faire, un modèle diphasique 3D, représentatif d’un feu de végétation au-dessus d’un groupe d’arbres, est développé dans le chapitre 3.
 - Le chapitre 4 propose une série de résultats associés au comportement thermique et aérodynamique des brandons émis par un groupe d’arbres en feu.
- Partie III : Comportement des brandons générés par un front de feu en ligne.
 - Le chapitre 5 est dédié à l’établissement du panache de fumée au-dessus d’un feu en ligne, à partir d’une approche intégrale des équations de conservation.
 - On discute dans le chapitre 6 les résultats concernant l’histoire aérodynamique et thermique des brandons injectés et transportés dans ce panache. Une analyse statistique sur la distribution au sol est conduite à la fin de ce chapitre. Des lois de distributions sont exprimées.

Première partie

Combustion et aérodynamique des brandons

Chapitre 1

Modélisation de la combustion des brandons

L'objectif de ce chapitre est d'élaborer un modèle physique de combustion des brandons traduisant leur comportement volumique, massique et énergétique.

Dans un premier temps, après avoir rappelé brièvement les constituants du bois, nous présenterons l'ensemble des phénomènes qui peuvent se produire simultanément durant la combustion des particules de bois.

A partir de cet aspect descriptif, il est nécessaire d'établir un modèle physique décrivant le plus justement possible les processus dominants de la combustion. Nous présenterons l'intégralité des équations de conservation découlant des hypothèses préalablement établies. Elles seront appliquées à diverses géométries de particules. La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre le système d'équations.

La validation de notre modèle de combustion reposera sur la comparaison avec des résultats expérimentaux de la littérature.

1.1 La composition chimique du bois

Les combustibles solides sont de deux types selon que leur dégradation, sous l'effet d'une sollicitation thermique, conduise ou non à la formation d'un résidu charbonneux. Le bois ou plus généralement les matériaux cellulosiques sont les plus représentatifs des combustibles solides qui génèrent un résidu charbonneux lors d'un processus de dégradation thermique communément appelé « pyrolyse ».

Le bois est un matériau hétérogène dont la structure est particulièrement complexe. Cependant, il est caractérisé par une composition élémentaire qui varie peu d'une espèce à l'autre. Les analyses sur des bois séchés en étuve, ayant par définition une teneur en eau nulle, montrent la présence importante des éléments carbone et oxygène représentant à eux seuls près de 95 % de la composition totale (figure 1.1).

D'une manière générale, le bois peut être divisé en deux grandes familles : les bois durs et les bois tendres. Ils se différencient par les types de cellules dont ils sont formés. Ces différences entraînent une variation de leur composition chimique. Dans les deux cas, les cellules sont chimiquement hétérogènes et sont élaborées à partir d'une matrice polymérique formée de polysaccharides (principalement de la cellulose et des hémicelluloses) et de lignines. Ces macromolécules ne sont pas distribuées uniformément dans la paroi des cellules du bois et leur

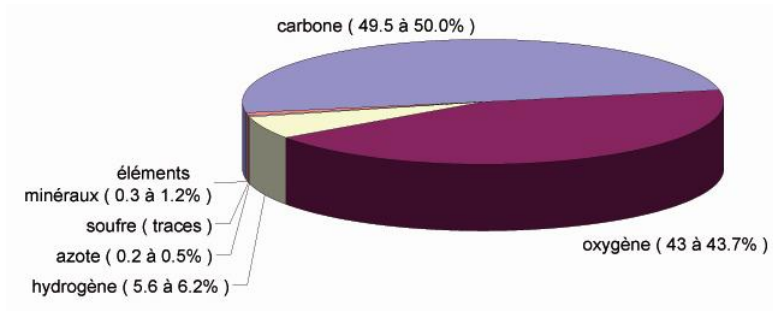


FIG. 1.1 – Composition élémentaire du bois.

concentration relative varie selon la position des cellules dans l'échantillon de bois étudié. Les constituants non structuraux (par exemple : les extractibles), qui représentent une fraction mineure, sont composés majoritairement de substances de faible poids moléculaire et sont présents à l'extérieur des parois cellulaires. La figure 1.2 indique les différences de composition chimique entre les bois durs et les bois tendres.

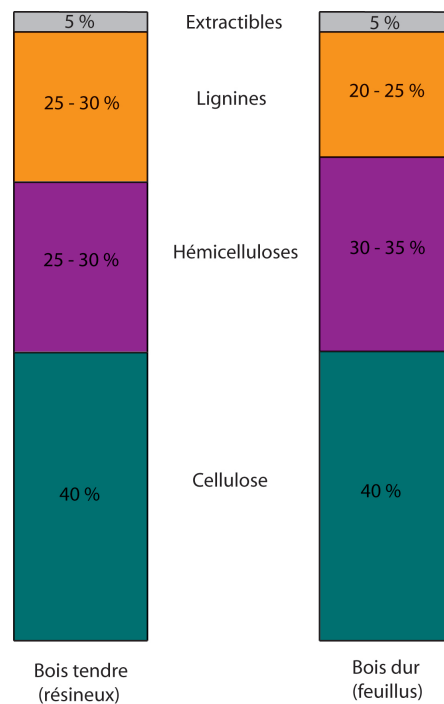


FIG. 1.2 – Composition chimique des bois durs et des bois tendres.

Dans les deux cas, la cellulose est l'élément constitutif le plus représenté dans le bois. Le pourcentage massique de cellulose est en effet du même ordre de grandeur ($\approx 40\%$) pour les

deux types de bois. Mais la différence notable réside dans le fait que les bois tendres contiennent moins d'hémicelluloses et plus de lignines que les bois durs. Les analyses thermo-gravimétriques (TGA) montrent que l'hémicellulose est le composant du bois le moins stable thermiquement. La température de décomposition de la cellulose est d'environ 443 K tandis que celle de l'hémicellulose est de 390 K. La lignine se décompose à une température comprise entre celle de la cellulose et celle de l'hémicellulose (Ramiah (1970)) et a une plus forte tendance à générer des résidus charbonneux, alors que la cellulose et l'hémicellulose se décomposent aisément en produits volatils à une température supérieure à 573 K.

1.2 Le déroulement de la combustion du bois

La combustion des particules de bois se déroule typiquement en quatre étapes dont la compréhension est fondamentale pour expliquer le phénomène de sautes :

1. le préchauffage et le séchage ;
2. la pyrolyse ;
3. les réactions de précombustion en phase gazeuse ;
4. la combustion du résidu charbonneux.

Ces quatre étapes peuvent avoir lieu simultanément dans différentes zones de la particule.

1.2.1 Préchauffage et séchage

La durée de cette première phase est fortement conditionnée par le pourcentage d'humidité et par la granulométrie du combustible. Sous l'effet d'une source de chaleur, la particule de bois monte en température et commence à se déshydrater plus ou moins violemment libérant de la vapeur d'eau dont une partie peut se condenser en fines gouttelettes. Au fur et à mesure que le bois sèche, les alvéoles perdent leur eau jusqu'à ce que seules les parois cellulaires retiennent de l'humidité (ce point de saturation des fibres se situe aux environs de 30 % d'humidité). Le retrait du bois débute lorsque les parois cellulaires commencent à perdre leur humidité. Les déformations dues au gonflement et au retrait modifient la migration des produits gazeux de pyrolyse.

A noter que le phénomène de déshydratation peut se produire, en fonction bien entendu de la quantité d'eau encore présente à l'intérieur de la particule, jusqu'à une température de 553 K.

1.2.2 Pyrolyse

Les composés organiques du bois (l'hémicellulose, la cellulose et la lignine) ne peuvent pas être oxydés sans être au préalable modifiés. Sous l'action de la chaleur, il se produit un craquage (décomposition thermique de la matière organique par la rupture de certaines liaisons moléculaires) des molécules complexes, constituées de beaucoup de carbone, en molécules gazeuses plus simples parmi lesquelles on trouve :

- le dioxyde de carbone, le monoxyde de carbone, le méthane, l'éthane, le méthanol (gaz à faible masse molaire) ;
- le formaldéhyde, les acides acétiques et formiques ;
- les essences (ou hydrocarbures) volatils comme par exemple les terpènes.

qui, s'ils venaient à s'enflammer, brûleraient et alimenteraient le feu en permanence (la combustion se produit en phase gazeuse : ce n'est pas le bois ni les matériaux eux-mêmes qui brûlent mais les gaz qu'ils produisent). La proportion de gaz inflammables produits dépend des conditions de température, de pression, et de l'environnement dans lequel la pyrolyse apparaît.

Outre le dégagement gazeux, de fines particules solides noirâtres de goudron peuvent apparaître dans les fumées sortant de la particule (ce goudron se retrouve notamment dans la fumée du tabac, ce résidu noir et collant noircit les poumons des fumeurs). Ces goudrons sont des produits à forte masse molaire et sont volatils à la température de pyrolyse mais se condensent au voisinage de la température ambiante (Agrawal (1988)).

La lignine, qui se décompose à une température comprise entre celle de la cellulose et celle de l'hémicellulose (Ramiah (1970)), a une plus forte tendance à générer un résidu charbonneux. Ce résidu solide, communément appelé « charbon de bois », est un produit riche en carbone et non volatiles et représente entre 10 et 40 % de la masse initiale. Le phénomène de pyrolyse se déroule en absence d'oxygène et se propage à l'intérieur de la particule. Le bois et le charbon qui en sont issus sont des corps poreux traversés par de multiples canaux, les gaz produits trouvent ainsi des chemins naturels qui facilitent leur évacuation.

La pyrolyse des matières végétales est en elle-même la juxtaposition de plusieurs phénomènes physiques à savoir :

- des réactions chimiques qui ont leur propre cinétique ;
- l'évacuation des gaz de pyrolyse ou transfert de matière, la diffusion des gaz à l'intérieur des particules solides a une influence sur la cinétique globale du phénomène ;
- les transferts thermiques, il faut en effet que le bois atteigne une certaine température pour que la dissociation des molécules puisse avoir lieu.

Lorsque la température des gaz de pyrolyse est relativement faible (500 K), la combustion se fait lentement. De plus, aucune flamme ne se forme autour de la particule et le processus est caractérisé par une importante augmentation de fumées riches en goudrons.

Lorsque la température des gaz devient importante, la pyrolyse génère des flammes. Ce processus, qui s'accompagne également de la formation de suies dans la fumée, est relativement rapide. Les suies sont des particules de faible diamètre, se présentant sous la forme d'agrégats de sphères élémentaires ayant un diamètre de l'ordre de 10 à 50 nm. Elles résultent de la combustion incomplète du combustible et se forment par condensation d'hydrocarbures dans les zones riches des flammes. Les particules de suie qui n'ont pas été totalement oxydées sont entraînées au loin sous la forme de fumée. Elles sont la principale source du rayonnement provenant de la flamme. Ce sont elles qui donnent à la flamme sa couleur jaune-rouge. Beau paradoxe de la flamme qui du noir fait jaillir la lumière.

1.2.3 Précombustion de la phase gazeuse

Au contact de l'oxygène de l'air, les produits gazeux s'enflamment, la chaleur qui se dégage de ces réactions et qui est partiellement transmise aux particules de bois, entretient la pyrolyse. Des observations expérimentales permettent d'affirmer que la présence d'oxydant tel que l'oxygène de l'air ne modifie pas mais accélère seulement les réactions internes du matériau. En particulier, Reed et Markson (1982) ont montré que le flux gazeux dû à la pyrolyse empêche l'oxygène d'arriver au contact de la surface de la particule de bois. A cause d'une part de l'importante vitesse d'émission des gaz produits dans le bois par dégradation thermique (environ 2 cm s^{-1}), et d'autre part l'oxygène est consommé lors de la combustion de ces gaz autour de la particule dans une flamme de diffusion.

1.2.4 Oxydation du résidu charbonneux

La combustion du résidu charbonneux commence à apparaître de façon significative en fin de pyrolyse lorsque le flux gazeux n'est plus suffisant pour empêcher l'oxygène de diffuser jusqu'au

solide. On décompose l'oxydation en trois étapes :

- transfert externe de masse avec diffusion de l'oxygène jusqu'à la surface des particules ;
- transfert interne de masse dans le cas d'un combustible poreux ;
- réaction chimique qui consomme l'oxygène apporté lors des étapes précédentes.

L'étape la plus lente des trois impose sa vitesse à l'ensemble du phénomène.

Lorsque l'interface réactionnelle est à basse température, la vitesse globale de réaction est relativement faible et l'oxygène peut diffuser jusqu'au cœur de la particule à travers ses pores. Dans notre étude, les conditions sont telles (particules non poreuses de taille supérieure au millimètre) que les réactions chimiques se produisent pratiquement à chaque choc de l'oxygène sur la surface carbonée et font que la combustion a lieu uniquement sur la surface externe.

1.3 La combustion incomplète

La combustion du bois est rarement idéale, on assiste souvent à la production d'imbrûlés. En effet, tout paramètre qui contribue à une diminution de la température autour de la particule, favorise le rejet de particules et de monoxyde de carbone dont la réaction de combustion est très lente :

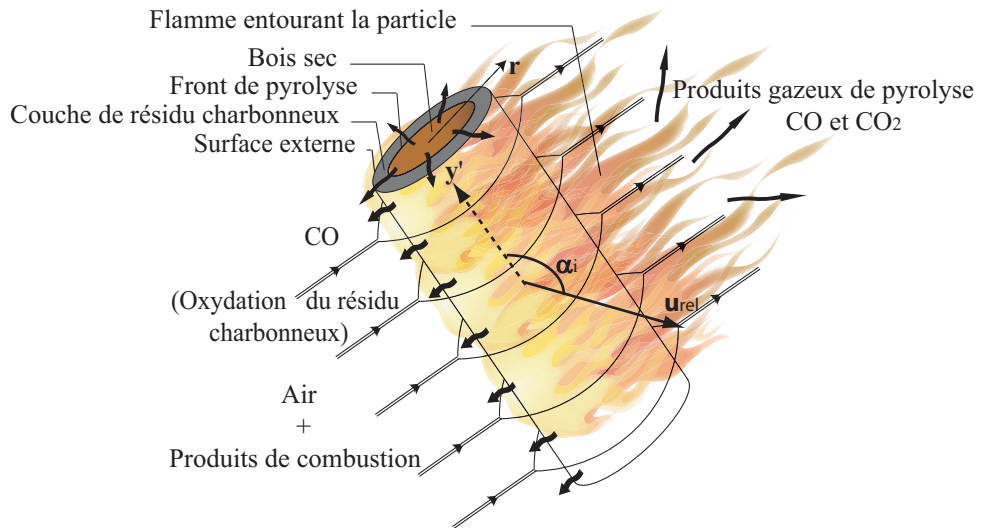
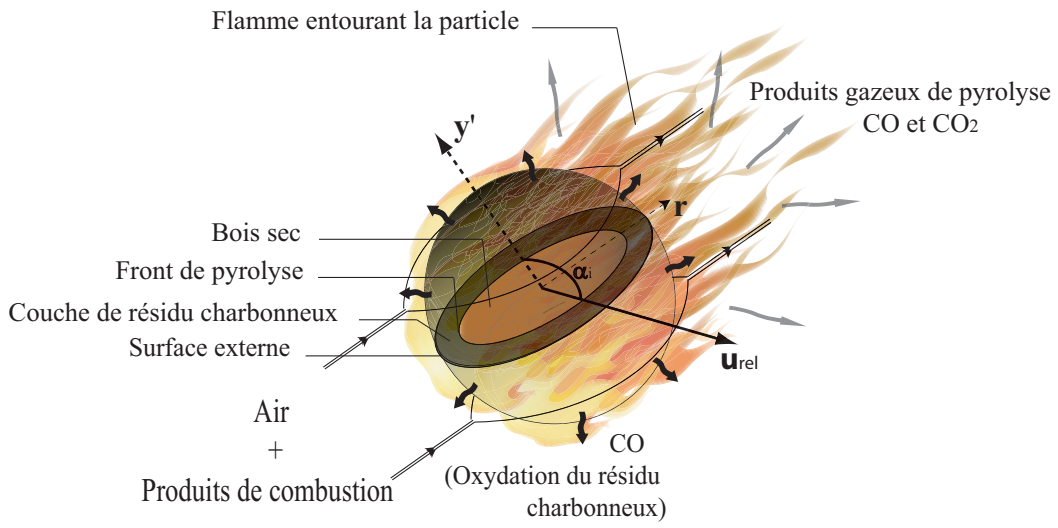
- Une teneur en eau élevée entraîne une température de combustion plus faible. En outre, elle nécessite un excès d'air plus important, facteur qui contribue lui aussi à faire chuter la température. Il en résulte une pyrolyse plus lente et une production plus importante de charbon de bois qui va de pair avec une présence accrue de particules dans les fumées.
- Les réactions d'oxydation ayant lieu en surface, une granulométrie fine et donc une surface spécifique élevée, favorisera un réchauffement rapide du combustible, augmentera la vitesse de pyrolyse et diminuera la masse de charbon produite et dans ce cas, il y aura moins de particules dans les fumées. Par contre, la production plus importante de gaz de pyrolyse risque de rejeter dans l'atmosphère davantage de composés condensables.

1.4 Description du modèle de combustion choisi

La modélisation du phénomène de dégradation thermique des combustibles celluloseux est complexe car elle nécessite la prise en compte de forts couplages entre la cinétique chimique et les transferts de chaleur lors des différents processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation du résidu carboné décrits dans la section 1.2.

Certains modèles considèrent l'écoulement des produits gazeux issus de la dégradation dans le solide poreux et utilisent une cinétique chimique complexe (Bryden *et al.* (2002)). En outre, ils nécessitent un grand nombre de paramètres qui sont souvent difficiles à estimer (Spearpoint et Quintiere (2000)). D'autres modèles de dégradation thermique utilisent un nombre de paramètres réduit et les hypothèses sur lesquelles ils sont fondés ont été justifiées par des comparaisons avec des données expérimentales (Spearpoint et Quintiere (2000), Thunman *et al.* (2002), Di Blasi *et al.* (2000)). De ce fait, nous proposons dans cette étude un modèle appartenant à cette seconde catégorie pour la description des processus physico-chimiques de dégradation.

Dans notre étude, les particules combustibles de bois peuvent être de géométrie différente, qu'on assimile à des sphères, à des cylindres, ou bien à des disques (figure 1.3(a)-1.3(c)).



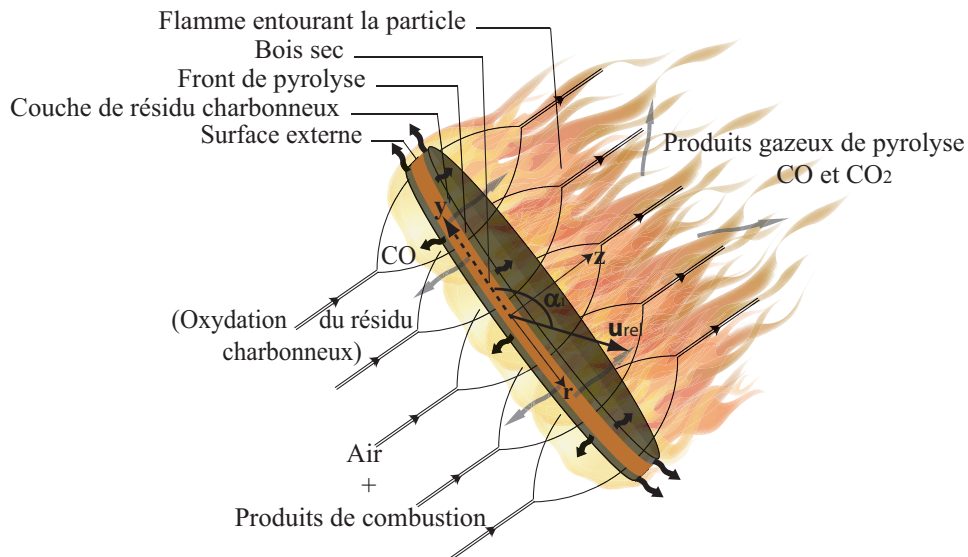
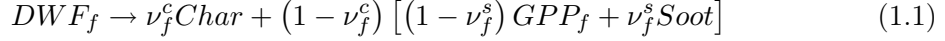


FIG. 1.3 – Représentation schématique de particules de bois (sphère (a), cylindre (b) et disque (c)) soumises à la combustion.

On peut appliquer un modèle unique de combustion pour ces trois types de particule, basé sur un certain nombre d'hypothèses :

1. La forme des particules est conservée au cours de la combustion.
2. Le brandon susceptible d'être éjecté est supposé avoir complètement séché avant de se détacher de la végétation. On ne prendra donc pas en compte la phase de séchage dans notre modèle de combustion.
3. La particule en elle-même subit deux processus concomitants que sont la pyrolyse du bois sec et l'oxydation du résidu carbonneux immédiatement formé. Le processus de pyrolyse est un processus chimique volumique et sub-surfacique, par conséquent la particule perd de sa masse en profondeur. Alors que la combustion hétérogène (oxydation du résidu carbonneux) qui se produit à la surface externe de la particule, entraîne une diminution du volume de la particule (Tse et Fernandez-Pello (1998)).
4. Les transferts de masse et de chaleur dans la particule sont monodimensionnels. Pour des particules avec un faible rapport d'aspect, le front de pyrolyse se déplace le long du diamètre pour les particules sphériques et cylindriques et le long de l'épaisseur pour celles en forme de disque. En ce qui concerne l'oxydation du résidu carbonneux, la perte volumique se fait uniquement par régression du diamètre. Un certain nombre d'observations sur des particules de bois (en forme de cylindre et de disque) ayant un faible rapport d'aspect, ont montré que lorsqu'elles brûlent, leur taille régresse toujours suivant le diamètre au bord duquel le contact de l'air a le plus d'impact. Ce qui explique que l'épaisseur du disque et la longueur du cylindre soient supposées constantes durant toute la combustion.
5. Le processus endothermique de pyrolyse est décrit au travers d'une réaction cinétique de type Arrhenius du 1^{er} ordre dont les constantes thermocinétiques sont extraites des travaux de Grishin (1997). Cette hypothèse est justifiée par la nécessité de surmonter les instabilités numériques qui peuvent être causées par le mouvement de l'interface « bois sec/résidu carbonneux » le long du rayon de la particule où la pyrolyse prend place (Thunman *et al.* (2002)).

Le bois vierge se transforme en résidu charbonneux au travers d'une réaction chimique à une étape. Au cours de cette réaction, des produits gazeux de pyrolyse (GPP_f) se forment en même temps que des particules de suies ($Soot$). Etant donné que la pyrolyse se fait à une température relativement élevée, la formation de goudron devient relativement négligeable, c'est pour cela qu'elle n'est pas prise en compte dans notre modèle.



où DWF_f symbolise la partie sèche du brandon. ν_f^c et ν_f^s représentent la proportion de décomposition respectivement, de la particule solide en résidu charbonneux et du résidu charbonneux en suies.

6. Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.2 que dans le cas d'un matériau cellulosique, la composition des produits gazeux de pyrolyse est complexe et fait intervenir de nombreux éléments (CO , CO_2 , H_2O , CH_4 , H_2 , C_2H_6 , ...). En accord avec Grishin (1997), quelle que soit la température de décomposition thermique du brandon, les produits gazeux de pyrolyse (GPP_f) sont un mélange de CO et CO_2 . Cela conduit à :

$$GPP_f = \alpha_f^{CO} CO + (1 - \alpha_f^{CO}) CO_2 \quad (1.2)$$

où α_f^{CO} est la proportion de CO dans le mélange gazeux.

7. Les gaz volatils résultant du processus de pyrolyse sont en équilibre thermique avec la matrice solide. Ces gaz atteignent immédiatement la surface de la particule dès qu'ils sont formés. Il n'y a pas d'accumulation de gaz dans la particule.
8. Spearpoint et Quintiere (2000) ont montré d'une part que la fraction de résidu charbonneux formé lors de la pyrolyse est généralement une fonction inverse du rapport du flux de chaleur incident et du flux de chaleur critique. D'autre part, d'autres études ont montré que localement la fraction de résidu charbonneux formé dépend de la température finale (Saastamoinen et Richard (1996)). Dans la mesure où la détermination de la teneur en résidu charbonneux en fonction de la température peut être une tâche complexe, elle est supposée constante en accord avec les études précédentes (Spearpoint et Quintiere (2000), Di Blasi *et al.* (2000), Galgano et Di Blasi (2004), Di Blasi *et al.* (2001)).
9. Le résidu charbonneux est entièrement constitué de carbone pur. L'oxydation de ce charbon est localisée sur la surface externe où la concentration en oxygène est faible. Le transfert de masse autour de la particule solide s'effectue simultanément par diffusion moléculaire et par flux convectifs. La diffusion moléculaire est la conséquence de gradients de concentration. Dans notre cas, l'oxygène de l'air ambiant diffuse vers la surface tandis que les produits résultant de la combustion se déplacent en sens inverse vers l'extérieur.

Le processus exothermique d'oxydation peut se produire selon un modèle cinétique à une étape (l'oxydation primaire de tous les atomes de carbone en monoxyde de carbone) ou à deux étapes (l'oxydation primaire d'un carbone sur deux en CO et du deuxième en CO_2). C'est la réaction primaire à une étape qui est utilisée dans la suite de l'étude, elle s'écrit :



De façon générale, cette réaction primaire est la plus usitée dans les modèles afin d'exprimer la réaction se produisant à la surface, CO étant oxydé en phase gazeuse.

10. Les produits gazeux formés soit à partir du processus de pyrolyse soit à partir de la combustion hétérogène du résidu, se retrouvent finalement à la surface de la particule à travers une couche de haute température où des réactions secondaires homogènes ont lieu. Comme ces réactions sont particulièrement lentes, notamment celle d'oxydation du CO , elles sont négligées dans notre modèle. En effet, les gaz combustibles qui entourent le brandon en mouvement dans l'atmosphère ont un temps de séjour dans la couche du film de la particule trop faible pour pouvoir réellement brûler.

En vertu des hypothèses précédentes, les équations de conservation pour la particule solide et les produits gazeux de pyrolyse, qui s'appliquent tout au long de la combustion, s'écrivent :

- Equation de conservation de la masse de bois sec

$$\frac{\partial \rho_f^w}{\partial t} = -R_f^{pyr} \quad (1.4)$$

- Equation de conservation de la masse du résidu carbonneux

$$\frac{\partial \rho_f^c}{\partial t} = \nu_f^c R_f^{pyr} \quad (1.5)$$

où le taux de perte massique due à la pyrolyse se produisant à l'intérieur de la particule s'exprime par

$$R_f^{pyr} = \rho_f^w A_f^{pyr} \exp\left(\frac{-T_f^{pyr}}{T_f}\right) \quad (1.6)$$

Dans cette équation, A_f^{pyr} et T_f^{pyr} sont respectivement le facteur pré-exponentiel et la température d'activation de pyrolyse.

Lorsque le résidu carbonneux commence à s'oxyder, le volume de la particule diminue mais la masse volumique est supposée constante. Le taux de perte volumique dû à la combustion hétérogène est décrit par l'équation

$$\rho_f^c \frac{\partial V_f}{\partial t} = -R_f^{char} S_{ox} \quad (1.7)$$

où S_{ox} est la surface du résidu carbonneux de la particule soumise à l'oxydation.

Comme la pyrolyse est supposée avoir lieu à une température relativement élevée, les gaz de pyrolyse s'enflamment. Une mini-flamme apparaît autour de la particule empêchant *a priori* tout contact avec l'air ambiant. En fait, lorsque le brandon est en mouvement, les gaz se détachent assez facilement de la particule, et une quantité non négligeable d'oxygène arrive jusqu'à la surface de la particule. C'est pour cela qu'on suppose que durant le processus de pyrolyse, seule la moitié de la surface de la particule est oxydée. Une fois que la pyrolyse est complètement achevée, la particule dans son intégralité est soumise à l'oxydation.

En d'autres termes, pour les brandons en forme de cylindre, $S_{ox} = \frac{\pi D_f L_f}{2}$ ou $\pi D_f L_f$, respectivement pour les processus de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux. Pour la sphère, L_f est remplacé par D_f . Pour le disque, L_f est remplacé par τ_f .

La connaissance de la concentration $Y_{O_2,surf}$ et de la vitesse de diffusion D_{iff_0} de l'oxygène à travers la couche limite qui entoure une particule, et des propriétés physiques de la particule permettent de déterminer la vitesse globale de combustion R_f^{char} rapportée à l'unité de surface

externe (Mulcahy et Smith (1969)). En effet, dans le cas où la vitesse relative de l'air de combustion par rapport à la particule est faible (voire nulle), la vitesse de combustion par unité de surface externe R_f^{char} peut être explicitée par la corrélation suivante (Mulcahy et Smith (1969)) :

$$R_f^{char} = -\frac{48}{32} \left(\frac{D_{iff_0}}{D_f} \right) \rho_0 \left(\frac{T_{film}}{273} \right)^{0.75} \frac{1}{\gamma} \ln(1 - \gamma Y_{O_2surf}) \quad (1.8)$$

où :

- $D_{iff_0} = 18.10^{-6} m^2 s^{-1}$ est le coefficient de diffusion massique de l'oxygène dans le mélange à $T_0 = 273 K$;
- ρ_0 la masse volumique de la phase gazeuse calculée à T_0 et évaluée à l'aide de polynômes de degré 5 de la température dont les coefficients sont extraits de la base de données thermodynamique Chemkin (Kee *et al.* (1992)) ;
- Y_{O_2surf} la fraction massique de O_2 diffusé par la phase gazeuse jusqu'à la surface de la particule ;
- γ le coefficient de Stefan qui ne prend en compte que la nature des réactions primaires au contact de la surface carbonée. $\gamma = -1$ pour le modèle cinétique à une étape et $\gamma = -0.3$ pour le modèle cinétique à deux étapes ;
- T_{film} est la température du gaz dans le film qui entoure la particule. Elle est prise égale à la moyenne algébrique entre la température du gaz entourant la particule et la température de surface de cette même particule, $\frac{T_f^{surf} + T_g}{2}$. L'indice *film* associé à une propriété du gaz indique qu'elle est prise à la température du film. ρ_{film} , λ_{film} , μ_{film} et $c_{p_{film}}$, respectivement la masse volumique, la conductivité thermique, la viscosité dynamique, et la chaleur spécifique mesurées au niveau du film de la particule, sont évaluées à l'aide de polynômes de degré 5 de la température T_{film} dont les coefficients sont extraits de la base de données thermodynamique Chemkin (Kee *et al.* (1992)).

Le transfert de masse de la phase oxydante jusqu'à la surface de la particule combustible dépend du régime d'écoulement de celle-ci et d'une manière générale, de la vitesse relative entre la phase oxydante et la particule combustible. L'augmentation de la turbulence ou de la vitesse relative est supposée entraîner une diminution de l'épaisseur de la couche stagnante autour de la particule que doivent traverser en sens inverse l'oxygène et les produits de pyrolyse. Il en résulte une augmentation des transferts de masse et ainsi de la vitesse globale de réaction R_f^{char} .

Cette vitesse, dans le cas où la particule est traversée par un courant d'air de vitesse relative \mathbf{u}_{rel} non nulle, peut s'expliciter en fonction de R_f^{char} (Frössling (1938))

$$R_f^{char} = R_f'^{char} \left[1 + 0.272 Sc^{1/3} Re_p^{1/2} \right] \quad (1.9)$$

où Sc est le nombre de Schmidt, et Re_p est le nombre de Reynolds particulaire basé sur la vitesse relative \mathbf{u}_{rel} . Nous en verrons la définition dans la section 2.1.

- Equation de conservation du flux des espèces gazeuses

$$\nabla \cdot (\dot{m}_{CO}'' \mathbf{n}) = (1 - \nu_f^c) \alpha_f^{CO} R_f^{pyr} (1 - \nu_f^s) \quad (1.10)$$

$$\nabla \cdot (\dot{m}_{CO_2}'' \mathbf{n}) = (1 - \nu_f^c) (1 - \alpha_f^{CO}) R_f^{pyr} (1 - \nu_f^s) \quad (1.11)$$

Pour les particules sphériques et cylindriques, $\mathbf{n} = \mathbf{r}$, tandis que pour celles en forme de disque, $\mathbf{n} = \mathbf{z}$. On peut noter qu'une condition de symétrie est appliquée par rapport à l'axe principal

de la particule (l'axe orthogonal à \mathbf{n}).

- Equation de conservation de la température

La température du brandon, thermiquement épais, obéit à l'équation de la chaleur 1D instationnaire

$$\left(\rho_f^w c_{p_f}^w + \rho_f^c c_{p_f}^c\right) \frac{\partial T_f}{\partial t} + \dot{m}_g'' c_{p_g} \mathbf{n} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\lambda_f \nabla T_f) - R_f^{pyr} L_f^{pyr} \quad (1.12)$$

où $\dot{m}_g'' c_{p_g} = \dot{m}_{CO}'' c_{p_{CO}} + \dot{m}_{CO_2}'' c_{p_{CO_2}}$.

La conductivité thermique λ_f est supposée varier avec la composition chimique du solide selon la relation : $\lambda_f = \eta_f \lambda_f^w + (1 - \eta_f) \lambda_f^c$ où : $\eta_f = \rho_f^w / \rho_f^{w0}$.

On retrouve également la même condition de symétrie supposée pour les équations de conservation du flux des espèces gazeuses.

A l'équation 1.12 sont associées des conditions initiales et limites. Initialement, la température à l'intérieur de la particule est uniforme et égale à la température initiale de l'air ambiant, à savoir 300 K. Durant le processus de pyrolyse, la température à la surface de la particule est constante (Tse et Fernandez-Pello (1998))

$$T_f^{surf} = 993 K \quad (1.13)$$

Une fois ce processus complètement terminé, la température de surface est déduite de l'équation de conservation d'énergie incluant les pertes radiatives et convectives, ainsi que l'apport énergétique dû à une partie de l'énergie libérée par l'oxydation du résidu carbonneux

$$-\lambda_f (\nabla T_f \cdot \mathbf{n})_{surf} = h_{conv} (T_f^{surf} - T_{film}) + \varepsilon_f (\sigma T_f^{surf4} - \sigma T_g^4) + \alpha_f^c R_f^{char} \Delta h_f^{char} \quad (1.14)$$

où α_f^c est la fraction d'énergie libérée par l'oxydation qui est rétrocédée à la particule. Cette part énergétique s'oppose aux pertes radiatives et convectives et permet d'entretenir, ou tout du moins prolonger, l'oxydation du charbon de bois. Dans cette équation, on a $\mathbf{n} = \mathbf{r}$ quelque soit le type de géométrie des particules.

Le coefficient de transfert thermique par convection, h_{conv} , est calculé à partir du nombre de Nusselt $Nu = h_{conv} D / \lambda_{film}$ donné par la relation de Kramers (1946)

$$Nu = 0.42 Pr^{0.2} + 0.57 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} (\text{valable pour } 1 < Re_p < 10^4) \quad (1.15)$$

Il reste à déterminer la fraction massique de chaque espèce gazeuse présente à la surface de la particule en tenant compte de la diffusion des espèces jusqu'à la particule et du dégagement des produits de combustion. La détermination de ces valeurs sert notamment à calculer ρ_{film} , λ_{film} , μ_{film} et $c_{p_{film}}$. La fraction massique de O_2 à la surface permet d'évaluer la vitesse de combustion (équation 1.8).

Le système d'équations suivant permet d'obtenir la fraction massique de chaque espèce gazeuse. En considérant une interface plane entre le gaz et la matrice solide, les équations unidimensionnelles de conservation des espèces gazeuses s'écrivent le long de l'axe x perpendiculaire

à l'interface

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{film} Y_{CO_{surf}}) + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}'_{tot} Y_{CO_{surf}}) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_{film} D_{CO} \frac{\partial Y_{CO}}{\partial x} \right) + \dot{m}'_{CO} \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{film} Y_{O_2_{surf}}) + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}'_{tot} Y_{O_2_{surf}}) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_{film} D_{O_2} \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial x} \right) + \dot{m}'_{O_2} \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{film} Y_{CO_2_{surf}}) + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}'_{tot} Y_{CO_2_{surf}}) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_{film} D_{CO_2} \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial x} \right) + \dot{m}'_{CO_2} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{film} Y_{H_2O_{surf}}) + \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}'_{tot} Y_{H_2O_{surf}}) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_{film} D_{H_2O} \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial x} \right) \quad (1.19)$$

où le débit total des espèces gazeuses (par unité de volume) s'écrit $\dot{m}'_{tot} = \dot{m}'_{CO} + \dot{m}'_{O_2} + \dot{m}'_{CO_2}$

Il est nécessaire de fermer ce groupe d'équations, en émettant un certain nombre d'hypothèses comme le fait de négliger les termes instationnaires et convectifs. De plus, par analogie avec les transferts thermiques où à la surface d'un corps les flux convectifs sont égaux aux flux conductifs, on peut écrire *e.g.* pour CO

$$\rho_{film} D_{CO} \frac{dY_{CO}}{dx} = \rho_{film} \bar{h}_{diff} (Y_{CO} - Y_{CO_{surf}}) \quad (1.20)$$

où Y_{CO} est la fraction massique locale de CO de l'écoulement gazeux, découlant du calcul préliminaire de l'écoulement gazeux (voir chapitre 3).

Le coefficient moyen de transfert de masse, \bar{h}_{diff} , s'exprime à travers le nombre de Sherwood $\bar{Sh} = \frac{\bar{h}_{diff} x_{car}}{D_{CO}}$ où x_{car} est une longueur caractéristique de la particule et D_{CO} est le coefficient de diffusion massique du CO dans l'air. Nous utilisons ensuite la corrélation de Ranz et Marshall (1952) afin d'estimer le nombre de Sherwood moyen :

$$\bar{Sh} = 2 + 0.6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \quad (1.21)$$

Nous supposons également que la particule en combustion est soumise à un ensemble de transferts équidiffusifs, i.e. $Pr = Sc$ ou bien $D_{CO} = \alpha_{CO}$. Cette dernière hypothèse nous conduit à une expression plus simple du coefficient de transfert de masse moyen : $\bar{h}_{diff} = \frac{\bar{Sh} \lambda_{film}}{\rho_{film} c_{p_{film}} x_{car}}$ où le groupement $\frac{\lambda_{film}}{\rho_{film} c_{p_{film}}}$ n'est autre que le coefficient de diffusion thermique α_{CO} .

De manière identique, on dispose des mêmes hypothèses pour les autres espèces. Enfin, on peut extraire la fraction massique des espèces gazeuses diffusées jusqu'à la surface de la particule

$$Y_{CO_{surf}} = \frac{\dot{m}''_{CO} + \rho_{film} \bar{h}_{diff} Y_{CO}}{\bar{h}_{diff} \rho_{film} + \dot{m}''_{CO}} \quad (1.22)$$

$$Y_{O_2_{surf}} = \frac{\dot{m}''_{O_2} + \rho_{film} \bar{h}_{diff} Y_{O_2}}{\bar{h}_{diff} \rho_{film} + \dot{m}''_{O_2}} \quad (1.23)$$

$$Y_{CO_2_{surf}} = \frac{\dot{m}''_{CO_2} + \rho_{film} \bar{h}_{diff} Y_{CO_2}}{\bar{h}_{diff} \rho_{film} + \dot{m}''_{CO_2}} \quad (1.24)$$

$$Y_{H_2O_{surf}} = \frac{\dot{m}''_{H_2O} + \rho_{film} \bar{h}_{diff} Y_{H_2O}}{\bar{h}_{diff} \rho_{film} + \dot{m}''_{H_2O}} \quad (1.25)$$

$$(1.26)$$

où \dot{m}''_{CO} , \dot{m}''_{O_2} , \dot{m}''_{CO_2} , et \dot{m}''_{H_2O} sont les débits (par unité de surface) des espèces gazeuses considérées qui s'échappent de la particule. De la relation $\sum_{\alpha=1}^5 Y_{\alpha} = 1$, on déduit la fraction massique de N_2 .

Les espèces chimiques prises en considération dans notre étude seront, par la suite, identifiées de la manière suivante : $\alpha = 1 \rightarrow CO$, $\alpha = 2 \rightarrow O_2$, $\alpha = 3 \rightarrow CO_2$, $\alpha = 4 \rightarrow H_2O$, $\alpha = 5 \rightarrow N_2$.

Le débit des différentes espèces gazeuses qui s'échappent de la particule sont :

$$\dot{m}''_{CO} = \begin{cases} \text{équation 1.10} & \text{durant le processus de pyrolyse} \\ R_f^{char} & \text{après.} \end{cases}$$

$$\dot{m}''_{O_2} = \begin{cases} 0 & \text{durant le processus de pyrolyse} \\ -\frac{1}{2}R_f^{char} & \text{après.} \end{cases}$$

$$\dot{m}''_{CO_2} = \begin{cases} \text{équation 1.11} & \text{durant le processus de pyrolyse} \\ 0 & \text{après.} \end{cases}$$

Les propriétés des brandons et les constantes thermocinétiques sont résumées dans le tableau 1.1

Propriété	Valeur	Unité	Référence
ε_f	0.9	–	Bryden <i>et al.</i> (2002)
ν_f^c	0.39 (pin ponderosa)	–	Grishin (1997)
	0.33 (autres espèces d'arbres)	–	Grishin (1997)
ν_f^s	0.03	–	Grishin (1997)
λ_f^w	0.24	W m ⁻¹ K ⁻¹	Di Blasi (1994)
λ_f^c	0.1	W m ⁻¹ K ⁻¹	Di Blasi (1994)
$c_{p_f}^w$	1466	J kg ⁻¹ K ⁻¹	Di Blasi (1994)
$c_{p_f}^c$	1100	J kg ⁻¹ K ⁻¹	Di Blasi (1994)
α_f^{CO}	0.80	–	Grishin (1997)
α_f^c	0.33	–	Grishin (1997)
L_f^{pyr}	418	kJ kg ⁻¹	Grishin (1997)
Δh_f^{char}	-12×10^3	kJ kg ⁻¹	Grishin (1997)
A_f^{pyr}	725 (pin ponderosa)	s ⁻¹	Grishin (1997)
	3.2 (autres espèces d'arbres)	s ⁻¹	Grishin (1997)
T_f^{pyr}	6899 (pin ponderosa)	K	Grishin (1997)
	4402 (autres espèces d'arbres)	K	Grishin (1997)

TAB. 1.1 – Propriétés des brandons et constantes thermocinétiques.

1.5 Validation du modèle de combustion

Cette section a pour objectif de présenter les différentes étapes de validation du modèle de combustion développé au cours de cette étude.

Nous présentons d'abord un ensemble de données expérimentales extraites de la littérature (Albini (1979)) concernant les pertes massique et volumique de particules de bois sèches introduites dans un tunnel de feu (Muraszew *et al.* (1975)).

Nous comparons ensuite, sur 33 cas tests, les résultats obtenus avec le modèle de combustion à ces données expérimentales.

1.5.1 Ensemble de données sur la masse et le volume issues du *Northern Forest Fire Laboratory*

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, Albin (1979) a développé un modèle de combustion soumis à un écoulement forcé. Disposant des deux groupes sans dimension $x_{Albin} = (\rho_{\infty} U_{wind} t) / (\rho_f D_f)_0$ et $y_{Albin} = 1 - (\rho_f D_f) / (\rho_f D_f)_0$, il a cherché à extraire le coefficient constant de régression K dans l'équation $y_{Albin} = K x_{Albin}$ par approximation linéaire. Pour cela, Albin s'est appuyé de façon rigoureuse sur une série de données tirées d'expériences réalisées dans un tunnel de feu au *Northern Forest Fire Laboratory* par Muraszew *et al.* (1975).

Les expériences ont été faites sur des échantillons de morceaux de bois secs, écorce incluse. Ces derniers ont tous été découpés en forme de cylindres de même longueur initiale (0.127 m) mais de diamètre et de masse initiaux différents. Les particules sont fixées à leurs extrémités puis soumises à un vent constant soufflant perpendiculairement à l'axe longitudinal de la particule de bois. Plusieurs espèces d'arbres ont été considérées, se trouvant essentiellement dans les forêts nord-américaines, à savoir le pin ponderosa (PP), l'épicéa engelmann (ES), le mélèze de l'ouest (WL), et le cèdre rouge de l'ouest (WRC). Pour chacune d'entre elles, deux vitesses de soufflage sont retenues, à savoir 4.47 et 6.71 m s⁻¹, respectivement 10 et 15 mi h⁻¹. Les données issues des 33 tests effectués sont rassemblées dans le tableau 1.2.

Espèce d'arbre	Valeurs initiales		Valeurs finales		Valeurs dérivées		Vitesse du vent	Temps du test
	Masse	Masse volumique	Masse	Masse volumique	$\frac{D_f}{D_{f0}}$ †	$\frac{\rho_f D_f}{(\rho_f D_f)_0}$ ‡		
	g	g cm ⁻³	g	g cm ⁻³	-	-	mi h ⁻¹	s
PP	53.36	0.610	4.16	0.240	0.445	0.175	15	360
PP	47.20	.520	6.47	.260	.523	.262	15	300
PP	44.59	.584	5.32	.220	.562	.212	15	240
PP	31.33	.472	9.42	.239	.771	.390	15	180
PP	41.33	.559	13.31	.467	.921	.519	15	120
ES	48.44	.706	6.99	.329	.557	.259	15	360
ES	50.70	.755	9.69	.340	.652	.293	15	300
ES	45.41	.577	18.46	.307	.874	.465	15	240
ES	73.05	.779	28.39	.461	.810	.480	15	180
ES	74.60	.777	42.01	.600	.854	.659	15	120
WL	29.59	.564	2.74	.132	.629	.147	15	240
WL	21.15	.474	3.01	.128	.726	.196	15	180
WL	23.00	.475	7.08	.230	.796	.387	15	120
WRC	51.14	.583	1.76	.099	.449	.077	15	300
WRC	42.41	.511	3.00	.118	.553	.128	15	240
WRC	46.25	.543	9.70	.277	.641	.327	15	180
WRC	40.38	.550	13.28	.300	.777	.423	15	120
PP	11.54	.536	0.76	.053	.815	.081	10	180
PP	14.01	.660	2.85	.143	.968	.210	10	150
PP	10.76	.547	2.13	.106	.010	.196	10	120

à suivre. . .

Espèce d'arbre	Valeurs initiales		Valeurs finales		Valeurs dérivées		Vitesse du vent	Temps du test
	Masse	Masse volumique	Masse	Masse volumique	$\frac{D_f}{D_{f0}}$ †	$\frac{\rho_f D_f}{(\rho_f D_f)_0}$ ‡		
	g	g cm ⁻³	g	g cm ⁻³	-	-	mi h ⁻¹	s
PP	7.74	.347	2.33	.127	.907	.260	10	90
ES	22.46	.786	2.16	.106	.844	.114	10	180
ES	23.98	.746	3.86	.153	.886	.182	10	150
ES	20.33	.696	2.60	.099	.949	.135	10	120
ES	36.83	.750	16.85	.484	.842	.543	10	90
WL	18.45	.468	1.71	.102	.652	.142	10	180
WL	21.75	.699	5.16	.263	.794	.299	10	150
WL	22.81	.623	5.26	.231	.789	.293	10	120
WL	16.61	.485	9.01	.314	.915	.592	10	90
WRC	20.25	.529	1.45	.077	.700	.102	10	180
WRC	19.04	.529	2.51	.123	.752	.175	10	150
WRC	18.93	.522	3.34	.214	.656	.269	10	120
WRC	17.09	.585	3.09	.191	.745	.243	10	90

TAB. 1.2: Données rapportées des expériences réalisées au *Northern Forest Fire Laboratory*.

1.5.2 Validation du modèle de combustion

A travers cette section, nous allons valider le modèle de combustion à travers deux comparaisons. Les résultats issus du modèle décrit dans la section 1.4 vont être confrontés aux données expérimentales.

Les figures 1.4 et 1.5 permettent de comparer les données expérimentales de Muraszew (Tab.1.2) à la prévision donnée par la simulation. Nous avons réalisé une régression linéaire comparant :

- la perte du diamètre normalisé : $1 - D_f/D_{f0}$ (figure 1.4) ;
- la perte du produit $\rho_f D_f$ normalisé : $1 - (\rho_f D_f)/(\rho_f D_f)_0$ (figure 1.5).

On peut se procurer dans le tableau 1.1 les propriétés thermodynamiques du bois sec et du résidu charbonneux ainsi que les constantes thermocinétiques des différentes espèces d'arbres considérées dans l'étude. Toutes les propriétés du gaz enrobant la particule sont bien entendu évaluées à la température du film de la particule, et sont calculées en utilisant la base de données thermodynamiques Chemkin (Kee *et al.* (1993)) et les expressions du compilateur chimique Chemkin-II (Kee *et al.* (1993)).

Bien qu'il y ait une certaine dispersion des résultats, il semble intéressant de s'attarder sur les erreurs absolues, espèce par espèce. L'ensemble des valeurs est regroupé dans le tableau 1.3.

Sur la totalité des tests réalisés,

† D_f/D_{f0} = proportion du diamètre restant calculé à partir de : proportion de la masse restante ÷ proportion de la masse volumique restante

‡ $\rho_f D_f/(\rho_f D_f)_0$ = proportion de la masse volumique restante × proportion du diamètre restant

† Valeurs se rapportant à la perte du diamètre relatif

‡ Valeurs se rapportant à la perte du produit $\rho_f D_f$ relatif

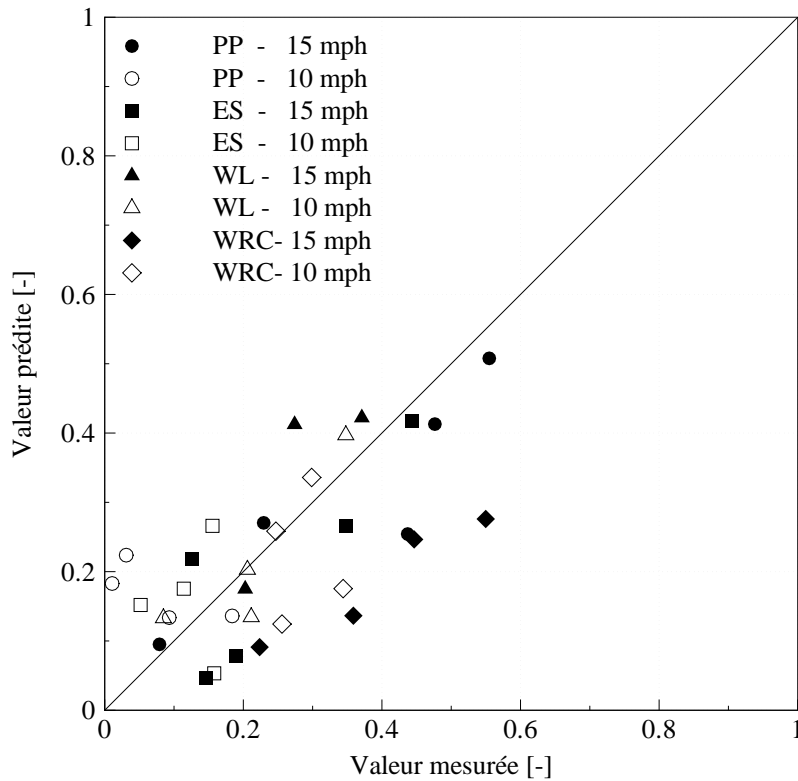


FIG. 1.4 – Perte du diamètre relatif mesurée vs. prédite. La ligne noire indique l'accord parfait. Les symboles situés en dessous de cette ligne indique une valeur sous-estimée par le modèle et inversement.

Espèce d'arbre	Erreur absolue moyenne par espèce		Erreur absolue moyenne totale	
	$1 - \frac{D_{final}}{D_{initial}}$	$1 - \frac{(\rho D)_{final}}{(\rho D)_{initial}}$	$1 - \frac{D_{final}}{D_{initial}}$	$1 - \frac{(\rho D)_{final}}{(\rho D)_{initial}}$
PP	6.32	5.96	6.78	8.13
ES	6.20	9.61		
WL	3.99	4.79		
WRC	10.41	11.83		

TAB. 1.3 – Récapitulatif des erreurs absolues moyennes totales et rangées par espèce.

- près de 80 % des résultats sur la perte du diamètre relatif admettent un écart absolu inférieur à 10 %, un écart maximal de 19.36 % étant obtenue lors d'un test sur un échantillon d'écorce de cèdre rouge de l'Ouest ;
- un écart maximal de 19.75 % est atteint pour l'épicéa engelmann lorsqu'on s'intéresse à la perte du produit $\rho_f^w D_f$ relatif, alors que plus de 60 % des tests présentent un écart absolu inférieur à 10 %.

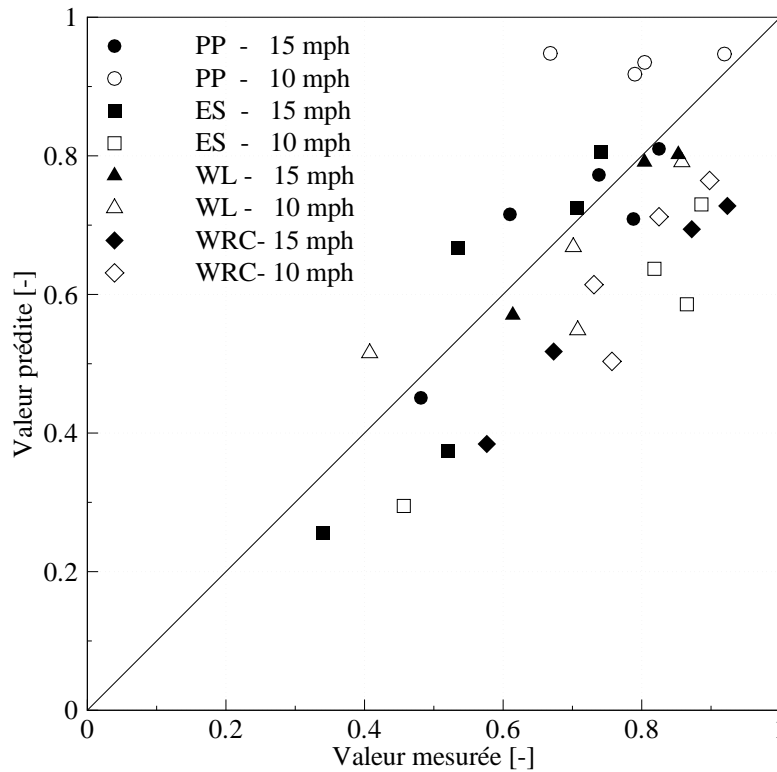


FIG. 1.5 – Perte du produit $\rho_f D_f$ relatif mesurée vs. prédite. La ligne noire indique l'accord parfait. Les symboles situés en dessous de cette ligne indique une valeur sous-estimée par le modèle et inversement.

Si on raisonne désormais espèce par espèce, le pin ponderosa présente l'avantage d'avoir en moyenne des écarts relatifs faibles (6.32 % et 5.96 %, respectivement pour le diamètre et le produit $\rho_f D_f$) par rapport aux moyennes totales, toutes espèces confondues.

En définitive, il apparaît clairement que les résultats numériques sont relativement proches des résultats expérimentaux pour les quatre espèces étudiées. Le pin ponderosa, espèce relativement répandue dans les forêts nord-américaines, a donc été choisi pour la suite de l'étude. Les autres espèces seront aussi mises en valeur dans le chapitre 6 lorsqu'on étudiera la sensibilité des résultats aux paramètres tels que ν_f^c , A_f^{pyr} , et T_f^{pyr} .

Chapitre 2

Modélisation aérodynamique des brandons

Le brandon au cours de sa trajectoire est soumis à des phénomènes très complexes à modéliser. En effet, il faut reproduire la complexité du mouvement d'une particule non nécessairement sphérique, qui peut diminuer en taille sous l'effet de la combustion. L'idée principale de ce chapitre est d'étudier le comportement aérodynamique des brandons depuis leur émission jusqu'à leur disparition en vol ou leur chute au sol.

Dans un premier temps, nous rappellerons l'ensemble des équations nécessaires au suivi aérodynamique d'une particule solide évoluant dans un milieu gazeux. Une équation s'attachera à déterminer la position de la particule et une autre nous renseignera sur la vitesse. Ensuite, un modèle permettant de déterminer l'orientation de la particule durant son transport sera élaboré et présenté sous la forme de l'équation de conservation du mouvement angulaire.

Dans un suivi lagrangien, les équations qui régissent le mouvement d'une particule de géométrie quelconque, incluant à la fois la translation et la rotation, sont les suivantes :

- l'équation de la trajectoire

$$\frac{d\mathbf{x}_f}{dt} = \mathbf{u}_f \quad (2.1)$$

- le principe fondamental de la dynamique

$$\frac{\rho_f V_f d\mathbf{u}_f}{dt} = \sum \mathbf{F} \quad (2.2)$$

- la conservation du mouvement angulaire

$$\begin{aligned} I_{fx'} \frac{d\omega_{fx'}}{dt} - \omega_{fy'} \omega_{fz'} (I_{fy'} - I_{fz'}) &= K_x \\ I_{fy'} \frac{d\omega_{fy'}}{dt} - \omega_{fz'} \omega_{fx'} (I_{fz'} - I_{fx'}) &= K_y \\ I_{fz'} \frac{d\omega_{fz'}}{dt} - \omega_{fy'} \omega_{fx'} (I_{fx'} - I_{fy'}) &= K_z \end{aligned} \quad (2.3)$$

V_f est le volume de la particule à l'instant t , tandis que ρ_f est sa masse volumique calculée à partir de celles du bois sec et du résidu charbonneux de chaque volume dans chaque volume de contrôle élémentaire à l'intérieur de la particule.

Dans ces équations, $\mathbf{u}_f = [u_{fx}, u_{fy}, u_{fz}]$ est la vitesse de translation du centre de masse de la particule dans le repère fixe (O, x, y, z) et \mathbf{F} est une force extérieure s'exerçant sur la

particule. $I_{fx'}$, $I_{fy'}$, $I_{fz'}$ sont les moments principaux d'inertie de la matrice d'inertie (diagonale) en O' , centre d'inertie (ou centre de gravité) de la particule dans un repère compatible avec les plans de symétrie du solide, à savoir (O', x', y', z') (Fig.2.1a). $\omega_{fx'}$, $\omega_{fy'}$, $\omega_{fz'}$ représentent les vitesses angulaires de la particule par rapport aux axes liés à la particule, tandis que $K_{x'}$, $K_{y'}$, $K_{z'}$ représentent la somme des moments des forces extérieures qui agissent sur la particule.

Il est bon de souligner que la rotation de la particule s'écrit dans le repère lié à la particule (O', x', y', z') , tandis que le mouvement par translation de la particule s'exprime dans le repère translaté du repère fixe, (O', x'', y'', z'') , avec son origine coïncidant avec celle du repère de la particule. Les deux repères sont représentés dans la figure 2.1a. La transformation entre ces repères est donné par Goldstein (1980) :

$$\mathbf{x}' = \mathbb{A}\mathbf{x}'' \quad (2.4)$$

où $\mathbb{A} = [a_{ij}]$ est la matrice de transformation dont ses éléments représentent les cosinus de la direction des axes de la particule dans le repère fixe (O, x, y, z) et peut être exprimée en terme d'angles d'Euler (Ω, ϕ, ψ) . Les angles d'Euler, qui apparaissent dans la figure 2.1b sont définis suivant la convention de Goldstein :

$$\mathbb{A} = \begin{bmatrix} -\sin\psi \sin\phi + \cos\Omega \cos\phi \cos\psi & \cos\psi \sin\Omega & -\sin\psi \cos\phi - \cos\Omega \sin\phi \cos\psi \\ -\sin\Omega \cos\phi & \cos\Omega & \sin\Omega \sin\phi \\ \cos\psi \sin\phi + \cos\Omega \cos\phi \sin\psi & \sin\psi \sin\Omega & \cos\psi \cos\phi - \cos\Omega \sin\phi \sin\psi \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

La dérivation temporelle des angles d'Euler conduit à :

$$\begin{bmatrix} d\Omega/dt \\ d\phi/dt \\ d\psi/dt \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_{fx'} \cos\psi - \omega_{fy'} \sin\psi \\ (\omega_{fx'} \sin\psi + \omega_{fy'} \cos\psi) / \sin\Omega \\ \omega_{fz'} - (d\phi/dt) \cos\Omega \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Dans la suite de cette étude, on supposera que la direction principale de la particule, y' , est supposée rester dans le plan (xy) tout au long de son transport, i.e. que seul l'angle Ω varie.

La position de la particule s'obtient à partir de la connaissance de sa vitesse. Cependant, pour obtenir sa vitesse, les forces extérieures qui agissent sur la particule doivent être clairement identifiées et définies. La section suivante permet de recenser l'ensemble de ces forces et de déterminer celles qui peuvent être négligées au cours de ce travail.

2.1 Établissement de l'équation du mouvement lié à une particule

Le paramètre le plus important dans l'étude des écoulements diphasiques est le nombre de Reynolds particulaire Re_p , rapport des forces d'inertie de la particule (relativement à la vitesse du gaz autour de la particule) aux forces de viscosité du gaz. Il sera ainsi défini par

$$Re_p = \frac{D_{f,sphere} \rho_{film} \|\mathbf{u}_{rel}\|}{\mu_{film}} \quad (2.7)$$

où $D_{f,sphere}$ est le diamètre de la sphère de volume équivalent à celui de la particule. Pour les particules en forme de cylindre $D_{f,sphere} = \sqrt[3]{\frac{3}{2} D_f^2 L_f}$ et pour celles en forme de disque

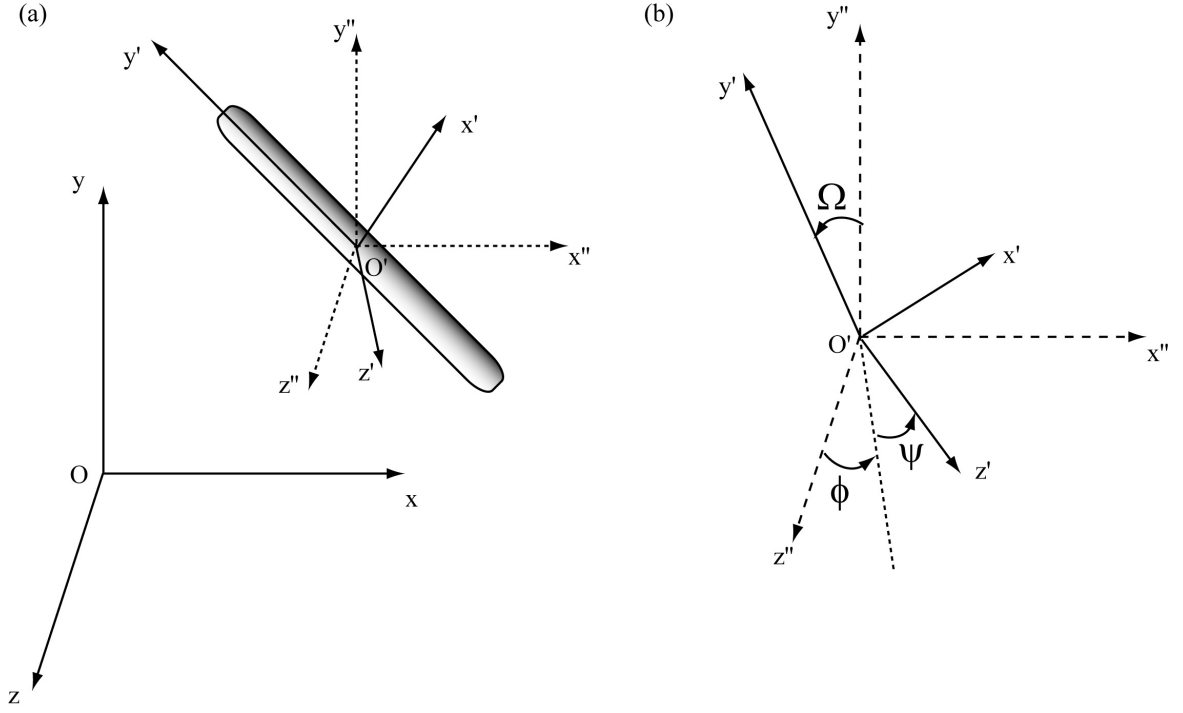


FIG. 2.1 – (a) Les systèmes de coordonnées pour une particule en forme de disque. (b) Définition des angles d'Euler (Ω, ϕ, ψ).

$D_{sphere} = \sqrt[3]{\frac{3}{2} D_f^2 \tau_f}$. \mathbf{u}_{rel} représente la vitesse relative entre le fluide et la particule en mouvement, qui s'exprime

$$\mathbf{u}_{rel} = \mathbf{u}_g - \mathbf{u}_f \quad (2.8)$$

Dès la fin du XIX^e siècle, des études menées par Boussinesq (1885), Basset (1888), et Oseen (1913), ont conduit à l'expression d'une équation du mouvement (*équation de BBO*) pour une petite particule isolée, sphérique et indéformable au sein d'un fluide visqueux en régime de Stokes (i.e. $Re_p \ll 1$). Pour des cas moins restrictifs où le nombre de Reynolds particulaire est plus élevé, des modifications à l'*équation de BBO* ont été apportées par Maxey et Riley (1983). Cette généralisation a permis d'obtenir une équation globale regroupant les différentes forces agissant sur le mouvement d'une particule.

Dans notre cas, en considérant que la gravité est la seule force extérieure de volume, l'équation générale du mouvement de la particule s'écrit

$$\rho_f V_f \frac{d\mathbf{u}_f}{dt} = \mathbf{F}_{\text{masse ajoutée}} + \mathbf{F}_{\text{gradient de pression}} + \mathbf{F}_{\text{historique}} + \mathbf{F}_{\text{traînée}} + \mathbf{F}_{\text{portance}} + \mathbf{F}_{\text{masse apparente}} \quad (2.9)$$

Dans l'équation ci-dessus, nous négligeons le terme de correction de Faxen, qui intervient seulement lorsque l'écoulement présente d'importantes courbures, ce qui n'est pas ici.

2.1.1 La force de masse ajoutée

La force de masse ajoutée s'assimile à un terme d'inertie. Elle modélise l'effet de l'accélération du mouvement relatif entre la particule et le fluide. La particule ayant une certaine masse et étant placée au sein d'un fluide en accélération ou en décélération, cela engendre un terme d'inertie qui est la force de masse ajoutée. Maxey et Riley (1983) proposent la modélisation de ce terme par

$$\mathbf{F}_{\text{masse ajoutée}} = K_1 \rho_f V_f \frac{d\mathbf{u}_{rel}}{dt} \quad (2.10)$$

où K_1 est un paramètre dépendant de la géométrie de la particule.

2.1.2 La force de gradient de pression

Cette force représente la force que le fluide doit exercer sur un élément de volume identique à celui de la particule, afin de lui fournir une accélération identique à l'accélération en l'absence de la particule. Cette force est analogue à un terme de poussée due au gradient de pression :

$$\mathbf{F}_{\text{gradient de pression}} = \rho_{film} V_f \frac{D\mathbf{u}_g}{Dt} \quad (2.11)$$

La forme dérivée D/Dt , appelée dérivée totale ou particulaire, représente la dérivée dans la description Lagrangienne (*ressentie* par la particule en mouvement), et est reliée au terme $\frac{\partial}{\partial t}$ représentant la dérivée dans la description Eulérienne (*vue* par un observateur en un point fixe) par la relation

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \mathbf{grad}) \quad (2.12)$$

2.1.3 Le terme historique

Le terme $\mathbf{F}_{\text{historique}}$ est attribuée à Basset. Il rend compte du passé récent de la particule au travers des différentes accélérations et décélérations qu'elle a pu subir. Comme le fluide ne peut pas réagir instantanément, ces antécédents peuvent engendrer une résultante de force non nulle (par inertie) et qui s'atténue avec le temps. Basée sur une étude expérimentale de Odar et Hamilton (1964) qui a étudié le mouvement d'une sphère (ayant un mouvement harmonique simple), la force de Basset peut être exprimée par la relation

$$\mathbf{F}_{\text{historique}} = \frac{3}{2} C_B D_f^2 \sqrt{\pi \mu_{film} \rho_{film}} \int_0^t \frac{d\mathbf{u}_{rel}}{dt} \frac{d\tau}{(t - \tau)^{1/2}} \quad (2.13)$$

avec d'après Odar et Hamilton (1964) : $C_B = 2.88 + \frac{3.12}{(A_C^2 + 1)^3}$, A_C étant le nombre d'accélération.

Le même type de relation peut être proposé lorsqu'on considère des particules en forme de cylindre ou de disque.

2.1.4 La force de masse apparente

Le terme de force de masse apparente regroupe l'ensemble des forces de gravité peut être défini simplement sous la forme

$$\mathbf{F}_{\text{masse apparente}} = V_f (\rho_f - \rho_g) \mathbf{g} \quad (2.14)$$

2.1.5 La force de traînée stationnaire

La force \mathbf{F}_D représente la résistance qu'oppose le fluide environnant au mouvement de la particule. Cette force est due essentiellement aux frottements visqueux et aux contraintes de pression à la surface de la particule. Son expression dépend de la vitesse instantanée relative notée \mathbf{u}_{rel} entre le fluide et la particule en mouvement (la composante vectorielle de la traînée agit suivant la direction de cette vitesse relative).

L'expression générale de cette force est la suivante

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} C_D \rho_{film} S_{eff1} \mathbf{u}_{rel} \|\mathbf{u}_{rel}\| \quad (2.15)$$

Le coefficient de traînée C_D dépend de l'angle d'incidence entre la vitesse relative et l'axe principal de la particule.

On verra dans les sections 2.3 à 2.5 les différentes écritures du coefficient de traînée selon le type de géométrie de la particule. S_{eff1} est la surface de la particule normale à la direction de la force de traînée, et dépend de l'angle d'incidence entre la vitesse relative et la direction de l'axe principal de la particule (y').

2.1.6 La force de portance

Cette force \mathbf{F}_L peut avoir comme origine trois effets bien distincts comme l'illustre la figure 2.1 :

- l'effet Saffman dû à la présence de la particule dans un écoulement cisailé (fort gradient de vitesse du fluide) (figure 2.2a). La forte vitesse du fluide sur la partie supérieure de la particule est synonyme de la présence de basse pression, tandis que la faible vitesse du fluide sur la partie inférieure engendre une haute pression. De manière générale, cette force est uniquement utilisée dans le cas de particules de taille inférieure au micron. De plus, à l'heure actuelle, il n'existe pas de relation satisfaisante de l'effet Saffman quand le nombre de Reynolds particulaire est plus grand que 1.
- l'effet Magnus dû à un mouvement de rotation propre à la particule induit par une source extérieure autre que le gradient de vitesse du fluide (e.g. un contact ou choc au niveau de l'extrémité de la particule) (figure 2.2b). La rotation de la particule engendre une différence de vitesse relative entre les parties supérieure et inférieure de la particule et donc une différence de pression. Elle est ignorée pour une faible vitesse de rotation de la particule.
- l'effet dû au profil de la particule, comme par exemple la non-sphéricité d'un profil d'aile (figure 2.2c).

Pour les particules de forme relativement profilée comme les brandons en forme de cylindre ou disque, c'est la force de portance due au profil qui prédomine et qui sera prise en compte pour l'étude aérodynamique des brandons non-sphériques, alors que pour les sphères seule la force de Magnus sera considérée.

Simplification de l'équation du mouvement de translation

Dans les écoulements gaz-particules, les forces de masse ajoutée et historique peuvent être négligées compte tenu du rapport élevé des masses volumiques des particules (du bois) et du gaz (de l'air) comme l'a démontré Michaelides (1997). Pour la même raison, la force liée au gradient de pression est généralement négligeable devant le terme de traînée. L'équation simplifiée dans notre cas devient :

$$\rho_f V_f \frac{d\mathbf{u}_f}{dt} = V_f (\rho_f - \rho_g) \mathbf{g} + \frac{1}{2} C_D \rho_{film} S_{eff1} \mathbf{u}_{rel} \|\mathbf{u}_{rel}\| + \mathbf{F}_L \quad (2.16)$$

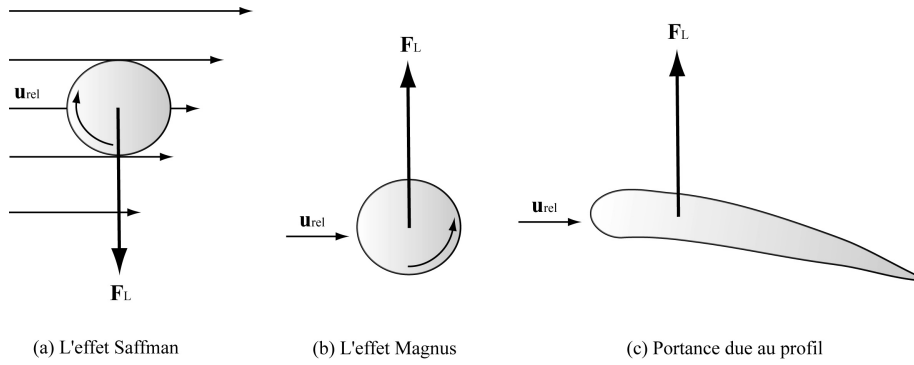


FIG. 2.2 – Les différentes origines de la force de portance.

2.2 Établissement de l'équation du mouvement de rotation de la particule

Lorsqu'on considère les effets de rotation de la particule, on peut retenir dans le modèle présenté deux contributions possibles. L'une est causée par les forces hydrodynamiques qui agissent sur la particule, du fait que les centres de gravité et de pression (point où s'appliquent ces forces) ne coïncident pas. L'autre est due à la résistance du fluide qui s'exerce sur l'intégralité de la particule. Le moment total des forces, \mathbf{K} , s'écrit donc

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_p + \mathbf{K}_r \quad (2.17)$$

où \mathbf{K}_p est le moment des forces aérodynamiques et \mathbf{K}_r le moment dû à la résistance du fluide sur la particule.

2.2.1 Moment dû aux forces aérodynamiques

Comme le centre de pression ne coïncide pas avec le centre de gravité lorsque l'angle d'incidence de la particule est différent de 90° , les forces hydrodynamiques décrites ci-dessus, qui agissent au centre de pression plutôt qu'au centre de masse, favoriseront le couple qui agit sur la particule (figure 2.3).

Hoerner (1965) s'est beaucoup investi dans la recherche de la localisation du centre de pression pour une plaque plane symétrique. En généralisant les travaux de Hoerner (1965) à d'autres géométries, et en prenant en compte l'angle d'incidence α_i (angle entre la vitesse relative \mathbf{u}_{rel} et l'axe majeur de la particule \mathbf{y}') ainsi que le rapport d'aspect de la particule AR , Yin *et al.* (2003) ont proposé l'expression suivante de la distance entre les centres de gravité et de pression :

$$x_{cp} = 0.25 \frac{D_f}{2} \left(1 - e^{(1 - \frac{1}{AR})} \right) (1 - \sin^3 \alpha_i) \quad (2.18)$$

Ainsi, le moment des forces aérodynamiques (US : *pitching moment*) peut être exprimé simplement à l'aide de la relation

$$\mathbf{K}_p = \mathbb{A} (x_{cp} \mathbf{y}') \times (\mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L) \quad (2.19)$$

Il est utile de préciser que le moment \mathbf{K}_p est calculé dans le repère inertiel. Ce moment doit en fait être exprimé dans le repère lié à la particule d'où la présence de la matrice de transformation \mathbb{A} dans l'équation précédente.

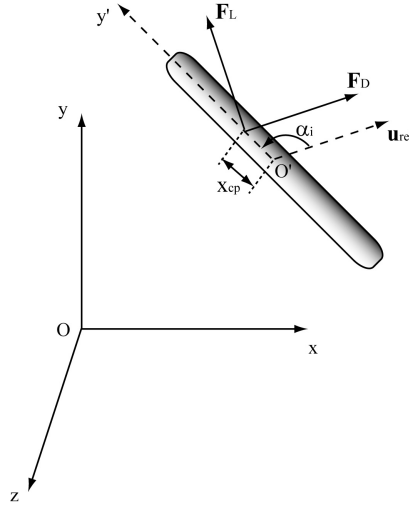


FIG. 2.3 – Angle d'incidence, forces aérodynamiques et centre de pression pour un cylindre ou un disque.

2.2.2 Moment dû à la résistance du fluide

Durant son histoire, la particule est supposée subir des mouvements de rotation par rapport à un ou plusieurs de ses axes principaux, ce qui introduit un moment due à la résistance du fluide sur la particule. Ce moment \mathbf{K}_r a pour effet de réduire la vitesse angulaire de l'objet, et peut être obtenu par intégration de la force de traînée le long de la particule

$$\mathbf{K}_r = 2 \int_0^{\mathcal{D}_f/2} \mathbf{F}_D dl = \int_0^{\mathcal{D}_f/2} C_D \rho_{film} (\mathbb{A} \boldsymbol{\omega}_g - \boldsymbol{\omega}_f)^2 l^2 \mathcal{B}_f dl \quad (2.20)$$

l est la distance à partir du centre de rotation tandis que \mathcal{B}_f représente la longueur de la particule orthogonale à \mathcal{D}_f .

$(\mathbb{A} \boldsymbol{\omega}_g - \boldsymbol{\omega}_f) l$ représente la vitesse relative locale du fluide due à la rotation de la particule. $\boldsymbol{\omega}_g$ permet de prendre en compte la vorticité du fluide par rapport au repère inertiel, au point occupé par le centre de gravité de la particule et peut être relié au gradient de vitesse local par

$$\boldsymbol{\omega}_g = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u}_g \quad (2.21)$$

$\boldsymbol{\omega}_g$ peut être négligé si on considère un simple champ d'écoulement non uniforme.

Le couple final agissant sur la particule s'écrit finalement

$$\mathbf{K} = \overbrace{\mathbb{A} (x_{cp} \mathbf{y}') \times (\mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L)}^{\text{moment dû aux forces aérodynamiques, } \mathbf{K}_p} \pm \underbrace{\int_0^{\mathcal{D}_f/2} C_D \rho_{film} \mathcal{B}_f l [(\mathbb{A} \boldsymbol{\omega}_g - \boldsymbol{\omega}_f) l]^2 dl}_{\text{moment dû à la résistance, } \mathbf{K}_r} \quad (2.22)$$

où le signe \pm du moment dû à la résistance du fluide, \mathbf{K}_r , est choisi comme étant celui de l'expression $(\mathbb{A} \boldsymbol{\omega}_g - \boldsymbol{\omega}_f)$.

Ce modèle de transport incluant la translation et la rotation a été validé en partie expérimentalement par Yin *et al.* (2003), pour le transport hydrodynamique de particules solides et cylindriques de PVC dans un écoulement non uniforme.

Désormais il est intéressant de voir comment s'expriment les différents paramètres du modèle aérodynamique lorsqu'on considère des particules de géométrie particulière.

2.3 Cas de la sphère

Pour déterminer le coefficient de traînée autour d'une sphère, il existe plusieurs types de corrélations qui sont valables sur des gammes de Reynolds particulière plus ou moins étendues.

- Loi de traînée standard établie par Stokes (1851) : elle se limite au cas d'écoulements rampants dans lesquels les termes d'inertie sont faibles devant les termes visqueux.

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \text{ valable quand } Re_p \rightarrow 0 \quad (2.23)$$

- Loi de Clift et Gauvin (Clift et Gauvin (1970)) : lorsque les forces inertielles deviennent importantes, on ne se trouve plus dans un écoulement de Stokes et la relation précédente ne plus être appliquée. On utilise plutôt une loi valable en régime de Stokes mais également en régime newtonien.

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) + \frac{0.42}{(1 + 4.25 \times 10^4 Re_p^{-1.16})} \text{ valable quand } Re_p < 3.10^{-5} \quad (2.24)$$

Dans l'expression de la force de traînée (équation 2.15), la surface normale à la vitesse relative est $S_{eff1} = \pi D_f^2$.

La force de Magnus peut jouer un rôle non négligeable lorsque la vitesse de rotation de la particule est importante. Dans ce cas, la force de portance est donnée par la relation

$$\mathbf{F}_L = \frac{\pi}{8} D_f^3 \rho_{film} [(\mathbf{A}\boldsymbol{\omega}_g - \boldsymbol{\omega}_f) \times \mathbf{u}_{rel}] \quad (2.25)$$

A noter que le moment principal d'inertie par rapport à l'axe z' s'écrit : $I_{fz'} = \frac{1}{10} \rho_f V_f D_f^2$

2.4 Cas du cylindre

Il est difficile de modéliser simplement et de façon précise les forces aérodynamiques qui s'exercent sur les particules cylindriques. On peut choisir de prendre en compte tous les paramètres mis en jeu lors du transport de la particule, cela nous emmène à des corrélations relativement complexes concernant les coefficients aérodynamiques. A titre d'exemple, Ganser (1993) exprime le coefficient de traînée à l'aide d'un nombre important de paramètres tels que le nombre de Reynolds, la sphéricité de la particule, la surface de la sphère équivalente (même volume), et d'autres...

Le coefficient de traînée peut néanmoins s'exprimer plus simplement à l'aide de la loi de Sucker et Brauer (1975)

$$C_D = 1.18 + \frac{6.8}{Re_p^{0.89}} + \frac{1.96}{Re_p^{0.5}} - \frac{0.0004 Re_p}{1 + 3.64 \times 10^{-7} Re_p^2} \text{ valable quand } 10^{-4} < Re_p < 2 \times 10^5 \quad (2.26)$$

La surface de la particule normale à la direction de la force de traînée, S_{eff1} , s'exprime en fonction de l'angle d'incidence α_i entre la vitesse relative et la direction de l'axe majeur de la particule (\mathbf{y}'), (figure 1.3b), de la façon suivante :

$$S_{eff1} = \frac{\pi D_f^2}{4} \left[\cos^2 \alpha_i + \left(\frac{4L_f}{\pi D_f} \right)^2 \sin^2 \alpha_i \right]^{1/2} \quad (2.27)$$

La force de portance peut être directement reliée à la force de traînée. En considérant que la force de portance est orthogonale à la vitesse relative \mathbf{u}_{rel} , qu'elle est liée au plan défini par la direction de l'axe principale de la particule (\mathbf{y}') et la vitesse relative, qu'elle doit être invariante sous une rotation de 180° de l'axe \mathbf{y}' de la particule, et qu'elle devient nulle lorsque $\alpha_i = 0$ ou π , nous pouvons exprimer cette force de portance par

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{2} C_L \rho_f v_{ilm} S_{eff2} \frac{\mathbf{y}' \cdot \mathbf{u}_{rel}}{\|\mathbf{u}_{rel}\|} [\mathbf{y}' \times \mathbf{u}_{rel}] \times \mathbf{u}_{rel} \quad (2.28)$$

où la surface de la particule normale à la direction de la force de portance, S_{eff2} , est calculée par la relation

$$S_{eff2} = \frac{\pi D_f^2}{4} \left[\sin^2 \alpha_i + \left(\frac{4L_f}{\pi D_f} \right)^2 \cos^2 \alpha_i \right]^{1/2} \quad (2.29)$$

Le coefficient de portance, C_L , est déterminé en supposant que l'intensité des forces de traînée et de portance suivent la relation de Hoerner (1965) :

$$\frac{\|\mathbf{F}_D\|}{\|\mathbf{F}_L\|} = \sin^2 \alpha_i | \cos \alpha_i | \quad (2.30)$$

Les deux longueurs caractéristiques de la particule sont données par : $\mathcal{D}_f = L_f$, et $\mathcal{B}_f = D_f$ et son rapport d'aspect par $AR = D_f/L_f$. Pour la résolution de l'équation du mouvement de rotation de la particule, le terme \mathbf{K}_p se déduit facilement à l'aide de l'équation 2.19. Quant au moment dû à la résistance du fluide, \mathbf{K}_r , il s'exprime finalement

$$\mathbf{K}_r = \frac{1}{64} C_D \rho_f v_{ilm} \times D_f \times (\mathbb{A} \omega_g - \omega_f)^2 \times L_f^4 \quad (2.31)$$

Dans la suite de l'étude, seule la rotation de la particule autour de son axe \mathbf{z}' sera considérée. Le moment \mathbf{K}_r se réduit à une seule composante $K_{rz'}$ et s'écrit

$$K_{rz'} = \frac{1}{64} C_D \rho_f v_{ilm} \times D_f \times (a_{33} \omega_{gz'} - \omega_{fz'})^2 \times L_f^4 \quad (2.32)$$

avec $a_{33} = 1$.

A noter que le moment principal d'inertie par rapport à l'axe \mathbf{z}' s'écrit : $I_{fz'} = \rho_f V_f \left[\frac{D_f^2}{16} + \frac{L_f^2}{12} \right]$

2.5 Cas du disque

Pour des particules en forme de disque, il existe également plusieurs types de corrélations qui permettent de déterminer les coefficients aérodynamiques.

La première approche est basée sur l'expression de ces coefficients en fonction du nombre de Reynolds particulaire. Le coefficient de traînée est calculé à l'aide des relations proposées par Clift *et al.* (1978)

$$C_D = \left(\frac{64}{\pi Re_p} \right) \cdot (1 + 0.138 Re_p^{0.792}) \text{ valable quand } Re_p \leq 130 \quad (2.33)$$

$$C_D = 1.17 \text{ valable quand } Re_p > 130 \quad (2.34)$$

Comme précédemment pour le cas du cylindre, le coefficient de portance, C_L , peut se déduire de la relation d'Hoerner (1965)

$$\frac{\|\mathbf{F}_D\|}{\|\mathbf{F}_L\|} = \sin^2 \alpha_i | \cos \alpha_i | \quad (2.35)$$

La seconde approche, qui est celle utilisée dans notre étude, ne prend pas en compte explicitement le nombre de Reynolds relatif. Les deux coefficients C_D et C_L peuvent s'exprimer de la façon suivante

$$C_D = C_N \sin \alpha_i - C_T \cos \alpha_i \quad (2.36)$$

$$C_L = -C_N \cos \alpha_i - C_T \sin \alpha_i \quad (2.37)$$

où le coefficient normal C_N et le coefficient tangentiel C_T (Lindenburg (2000)) sont donnés par

$$C_N = \frac{C_D(90) \sin \alpha_i}{0.56 + 0.44 \sin \alpha_i} \quad (2.38)$$

$$C_T = -1/2 \cdot 0.0075 \cos \alpha_i \quad (2.39)$$

Le coefficient de traînée 2D pour un angle d'attaque de 90° , $C_D(90)$, est donné comme une fonction de rapport d'aspect et est approché à l'aide de la corrélation de Lindenburg (2000)

$$C_D(90) = 1.98 - 0.81 (1 - \exp(-20D_f/\tau_f)) \quad (2.40)$$

La surface de la particule en contact avec la force de traînée, S_{eff1} , est donnée par

$$S_{eff1} = \frac{\pi D_f^2}{4} \left[\sin^2 \alpha_i + \left(\frac{8\tau_f}{\pi D_f} \right)^2 \cos^2 \alpha_i \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

La force de portance s'exprime suivant l'expression

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{2} C_L \rho_{film} S_{eff2} \frac{\mathbf{y}' \cdot \mathbf{u}_{rel}}{\|\mathbf{u}_{rel}\|} [\mathbf{y}' \times \mathbf{u}_{rel}] \times \mathbf{u}_{rel} \quad (2.42)$$

où S_{eff2} est donnée par

$$S_{eff2} = \frac{\pi D_f^2}{4} \left[\cos^2 \alpha_i + \left(\frac{8\tau_f}{\pi D_f} \right)^2 \sin^2 \alpha_i \right]^{1/2} \quad (2.43)$$

Les deux longueurs \mathcal{D}_f et \mathcal{B}_f valent respectivement D_f et l . Le rapport d'aspect de la particule s'écrit $AR = \tau_f/D_f$.

Pour la résolution de l'équation du mouvement de rotation de la particule, le terme \mathbf{K}_p se déduit facilement à l'aide de l'équation 2.19. Quant au moment dû à la résistance du fluide, \mathbf{K}_r , il s'exprime finalement

$$\mathbf{K}_r = \frac{\pi}{5} C_D \rho_{film} \times (\mathbb{A}\omega_g - \omega_f)^2 \times D_f^5 \quad (2.44)$$

Dans la suite de l'étude, seule la rotation de la particule autour de son axe \mathbf{z}' sera considérée. Le moment \mathbf{K}_r se réduit à une seule composante $K_{rz'}$ qui s'écrit

$$K_{rz'} = \frac{\pi}{5} C_D \rho_{film} \times (a_{33}\omega_{gz'} - \omega_{fz'})^2 \times D_f^5 \quad (2.45)$$

avec $a_{33} = 1$.

A noter que le moment principal d'inertie par rapport à l'axe z' s'écrit : $I_{fz'} = \rho_f V_f \left[\frac{D_f^2}{16} + \frac{r_f^2}{12} \right]$

Deuxième partie

Comportement des brandons générés par un groupe d'arbres en feu

Chapitre 3

Développement d'un modèle diphasique 3D

3.1 Présentation du problème physique

La première solution proposée repose sur l'utilisation du modèle physique de propagation *SAFIR* développé au laboratoire au cours de ces dernières années. Il repose sur la description tridimensionnelle de l'écoulement diphasique et présente une grande généralité. En effet, l'ensemble des phénomènes de base qui régissent la propagation du feu sont pris en compte (Porterie *et al.* (2005)) : transports de gaz, turbulence, dégradation thermique du matériau, combustion turbulente, rayonnement multiphasique, échanges entre le gaz et le milieu solide, ...

L'approche utilisée repose sur le fait que le milieu diphasique est composé d'une phase gazeuse et d'une phase solide multi-classes (*i.e.* les éléments de végétation tels que les aiguilles mortes ou vivantes, les feuilles, et les branches) qui constitue une reproduction idéalisée du milieu combustible hétérogène.

Les principales hypothèses sur lesquelles repose le modèle physique sont les suivantes :

- H1. Les deux phases ne sont pas en équilibre thermique, elles sont interdispersées et fortement couplées à travers des termes d'interactions. Les propriétés de la phase solide influencent celles de la phase gazeuse mais pas inversement ;
- H2. Chacune des phases est traitée comme un milieu continu (approche Eulérienne-Eulérienne) et est gouvernée par un ensemble d'équations instationnaires ;
- H3. La phase gazeuse est un mélange de gaz parfaits composé de monoxyde de carbone (CO), d'oxygène (O_2), de dioxyde de carbone (CO_2), d'azote (N_2) et de vapeur d'eau (H_2O) ;
- H4. Les nombres de Prandtl et de Schmidt sont égaux et constants (nombre de Lewis unitaire) et les coefficients de diffusion thermique et de diffusion des espèces chimiques sont égaux (flamme équidiffusive) ;
- H5. La pression est localement en équilibre entre les phases et directement reliée à l'équation d'état de la phase gazeuse ;
- H6. Les éléments combustibles qui composent la phase solide appartiennent à une seule et unique classe et sont de même géométrie (*e.g.* forme, taille). Ces particules sont supposées être fixe en temps et en espace ;
- H7. Le nombre de Biot lié aux transferts de chaleur à l'intérieur des éléments fins de la phase solide (ceux-là même qui propagent le feu) est inférieur à l'unité de sorte que ces éléments peuvent être considérés comme thermiquement fin. Leur température est égale à

1200 K, température caractéristique de la combustion vive du végétal.

Les hypothèses sur la phase solide font que seules les équations gouvernant la phase gazeuse, y compris les termes sources dus à la contribution de la phase solide, doivent être résolues.

3.2 Equations de transport de la phase gazeuse

Le comportement de l'écoulement réactif turbulent est décrit par des équations aux dérivées partielles traduisant les bilans de conservation de continuité, de la quantité de mouvement, et de l'énergie du mélange gazeux.

Les quantités physiques peuvent être décomposées en deux parties reliées à l'écoulement moyen et aux fluctuations autour de celui-ci. Cette représentation n'a de sens que pour des écoulements turbulents statistiquement stationnaires pour lesquels on substitue à la moyenne statistique une moyenne temporelle. Néanmoins, elle est étendue aux écoulements turbulents instationnaires.

L'écoulement turbulent étant à masse volumique variable, une opération de moyenne pondérée par la masse volumique, ou moyenne de Favre, est appliquée.

Pour alléger l'écriture, les notations suivantes seront utilisées

$$\rho = \alpha_g \rho_g \quad (3.1)$$

$$\mu = \alpha_g \mu_g \quad (3.2)$$

Les équations de transport de la phase gazeuse sont des équations aux dérivées partielles qui peuvent s'écrire sous la forme générique suivante

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho\phi u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (3.3)$$

Dans le tableau 3.1, les termes sources, S_Φ , et le coefficient d'échange Γ_Φ , sont résumés pour les différentes variables et les constantes du modèle de turbulence sont listées. L'équation de production de suies qui apparaît dans cette table sera détaillée dans le paragraphe 3.3.4.

Equations d'état et propriétés thermophysiques

La phase gazeuse est considérée comme un mélange de gaz parfaits

$$p_g = \rho_g RT \sum_{\alpha} \frac{Y_{\alpha}}{W_{\alpha}} \quad (3.4)$$

L'enthalpie d'une espèce chimique se décompose en la somme d'une enthalpie chimique, qui est l'enthalpie de cette espèce à la température de référence de 0 K, et d'une enthalpie purement thermodynamique due à une variation de température par rapport à cette température de référence. De sorte que l'enthalpie du mélange s'écrit :

$$h = \sum_{\alpha} Y_{\alpha} \left[\Delta h_{f\alpha}^0 + \int_0^T C_{p\alpha}(T) dT \right] \quad (3.5)$$

où $\Delta h_{f\alpha}^0$ est l'enthalpie de formation des espèces à 0 K. Les capacités calorifiques des composantes du mélange gazeux sont évaluées à l'aide de polynômes de degré 5 de la température dont les coefficients sont extraits de la base de données thermodynamiques Chemkin (Kee *et al.* (1992)).

Conservation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Masse	1	0	$\sum_{\alpha=1}^5 S_{Y_\alpha}$
Quantité de mouvement	u_i	μ_{eff}	$-\alpha_g \frac{\partial p_g}{\partial x_i} + \rho g_i - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - \rho k) \delta_{ij} \right]$ $+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - [F_i]_k$
Enthalpie	h	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}$	$-Q_{g,radiative} - Q_{k,convective} + \sum_{\alpha=1}^5 S_{Y_\alpha} h_\alpha$
Energie cinétique de la turbulence	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$P + W - \rho \varepsilon$
Taux de dissipation de k	ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$(C_{\varepsilon 1} - R) \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} W$
Fraction volumique de suie	f_{vs}	$\frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{0.55 \mu}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} f_{vs} \right) + \frac{\rho \nu_k^s R_k^{pyr}}{\rho_s} (1 - \nu_k^c)$
Fraction massique des espèces	Y_α	$\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$\dot{\omega}_\alpha + S_{Y_\alpha}$

TAB. 3.1 – Résumé des équations de transport de la phase gazeuse sous la forme générique. Dans cette table, ϕ est une propriété de la phase gazeuse, Γ_ϕ le coefficient d'échange et S_ϕ les termes sources.

avec $\rho = \alpha_g \rho_g$, $\mu = \alpha_g \mu_g$, $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$, et ρ_s est la masse volumique de suie, supposée être égale à 1800 kg m^{-3} .

Dans l'équation d'enthalpie, l'enthalpie des espèces est évaluée à la température de surface de la phase solide : $h_\alpha = h_\alpha(T_k)$.

3.3 Modèles de fermeture

3.3.1 Termes de couplage entre les phases

Les transferts de quantité de mouvement entre la phase gazeuse et la phase solide s'effectue à travers la force de traînée. Pour un élément solide, celle-ci est définie comme une fonction du coefficient de traînée, (C_{Dk}), de la façon suivante

$$[F_i]_k = \frac{1}{8} A_k C_{Dk} \rho \mathbf{u} |\mathbf{u}| \quad (3.6)$$

(C_{Dk}) dépend du nombre de Reynolds basé sur le rayon de la sphère équivalente de la phase solide k , Re_{ek} . La corrélation proposée par Clift *et al.* (1978) est adoptée

$$C_{Dk} = \frac{24}{Re_{ek}} (1 + 0.15 Re_{ek}^{0.687}) \quad \text{pour } Re_{ek} \leq 800 \quad (3.7)$$

Comme les deux phases ne sont pas localement en équilibre thermique, un terme de transfert thermique convectif à l'interface est utilisé prenant en compte l'interaction entre la phase gazeuse et une particule k . Ce transfert de chaleur par convection s'écrit sous la forme suivante

$$Q_{k,convectif} = A_k h_k (T - T_k) \quad (3.8)$$

où le coefficient de transfert de chaleur est exprimée à partir de la corrélation de Kramers (1946).

3.3.2 Modèle de turbulence

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les équations de bilan sont obtenues en appliquant les moyennes de Favre. La fermeture de ces équations moyennées nécessite de modéliser les tensions de Reynolds et par conséquent, de déterminer les deux nouvelles inconnues, k et ε , qui représentent respectivement l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. Les incendies sont caractérisés par des amplitudes turbulentes relativement faibles et le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ n'est pas adapté à notre problème, bien qu'il soit le plus utilisé. Il conduit alors à une surestimation de l'énergie cinétique turbulente et donc à un amortissement des structures cohérentes qui se développent le long des flammes turbulentes. L'utilisation des modèles à bas nombre de Reynolds, et à haut nombre de Reynolds, n'ont pas permis d'améliorer la description de la turbulence pour ce type d'écoulement. Dans cette étude, le modèle $k - \varepsilon RNG$ (Groupe de Renormalisation) est utilisé. Il s'appuie sur la méthode de *re-normalisation* et permet de décrire avec précision l'écoulement dans les zones à faible nombre de Reynolds (zone de recirculation) et de retrouver la fréquence d'apparition des larges structures se déplaçant le long d'une flamme de diffusion turbulente (Consalvi *et al.* (2003)).

Le terme P qui apparaît dans les termes sources des équations de transport de la phase gazeuse (tableau 3.1) représente la production de l'énergie cinétique des fluctuations due aux tensions de Reynolds. Cette énergie est dissipée par la viscosité moléculaire au niveau des plus petites structures tourbillonnaires et s'écrit

$$P = \left[\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

W est un terme de production/destruction lié à l'interaction gravitationnelle. Il s'écrit

$$W = g \frac{\mu_t}{T \sigma_i} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (3.10)$$

avec

$$R = \frac{\eta (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3}, \quad \eta = \sqrt{\left| \frac{P}{\rho C_\mu \varepsilon} \right|}$$

$$\eta_0 = 4.38, \beta = 0.015, C_\mu = 0.0845, C_{\varepsilon 1} = 1.42$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1.68, C_{\varepsilon 3} = 1.5, \sigma_k = 0.7179$$

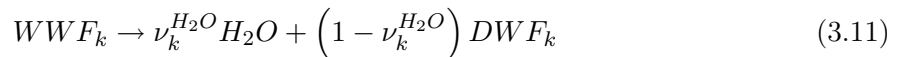
$$\sigma_\varepsilon = 1.3, \sigma_f = \sigma_t = 0.7, Sc = Pr = 0.71$$

3.3.3 Modèle de combustion

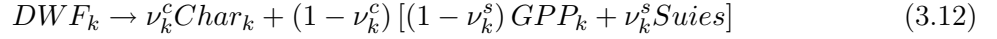
Typiquement lors d'un feu de végétation, il se produit des réactions chimiques homogènes, *i.e.* en phase gazeuse entre les produits de pyrolyse du matériau végétal et l'oxygène de l'air, mais aussi des réactions hétérogènes, *i.e.* à la surface du résidu carbonneux en présence d'oxygène.

Dans le but d'obtenir une solution stationnaire de l'écoulement, seules les réactions chimiques homogènes qui ont lieu à la fois au-dessus et dans la strate végétale sont prises en compte.

Pour résumer, dans notre cas d'étude, la dégradation thermique du bois humide (WWF_k) est un mécanisme à deux étapes où la réaction endothermique de séchage



est suivie d'une réaction endothermique de pyrolyse



DWF_k et GPP_k symbolisent respectivement le bois sec et les produits gazeux de pyrolyse. Dans le cas des matériaux cellulosiques qui forment la végétation soumise aux incendies, la composition des produits gazeux issus de la pyrolyse est compliquée (CO , CO_2 , H_2O , CH_4 , H_2 , C_2H_6 , ...) et dépend de la température. En accord avec les travaux de Grishin (1997), on suppose que lors de la décomposition chimique d'un matériau cellulosique, le mélange $CO-CO_2$ est le plus représentatif, ce qui conduit à :

$$GPP_k = \alpha_k^{CO} CO + (1 - \alpha_k^{CO}) CO_2 \quad (3.13)$$

où α_k^{CO} désigne la fraction combustible dans le mélange gazeux des produits de pyrolyse.

Les espèces présentes dans la phase gazeuse qui sont prises en compte, sont : CO , O_2 , CO_2 , H_2O , et N_2 . De plus, Grishin (1997) a montré dans ses travaux qu'un mélange gazeux à sept composantes (en ajoutant CH_4 et H_2 au mélange à cinq composantes) est certes beaucoup plus représentatif des écoulements gazeux présents lors de feux de forêt, mais n'engendre qu'un écart de température de l'ordre de 4%. Ces espèces sont identifiées par leur numéro, à savoir : 1 $\rightarrow CO$, 2 $\rightarrow O_2$, 3 $\rightarrow CO_2$, 4 $\rightarrow H_2O$, 5 $\rightarrow N_2$.

Concernant les réactions chimiques qui se produisent dans la phase gazeuse, seul le monoxyde de carbone (produit combustible) est supposé réagir. Cette réaction d'oxydation se fait à une seule étape



Un modèle *Eddy Dissipation Concept* (*EDC*) a été utilisé pour modéliser le taux de consommation de combustible. Ce modèle développé par Magnussen et Hjertager (1976) est basé sur une hypothèse de chimie rapide. Le taux de réaction du combustible CO est alors gouverné par le mélange turbulent :

$$\dot{\omega}_{CO} = -\rho \frac{1}{\tau_r} \min \left(C_R Y_{CO}, C_R \frac{Y_{O_2}}{s_1}, \frac{C'_R Y_{CO_2}}{1 + s_1} \right) \quad (3.15)$$

où $\tau_r = k/\varepsilon$ est le temps caractéristique du mélange turbulent. C_R et C'_R sont des constantes choisies égales respectivement à 4 et 2, et s_1 est le rapport stoechiométrique de la réaction d'oxydation (équation 3.14) ($s_1 = 4/7$).

Le taux de consommation ou de production des autres espèces chimiques est relié à celui du combustible. On peut écrire

$$\dot{\omega}_{O_2} = s_1 \dot{\omega}_{CO}, \quad \dot{\omega}_{CO_2} = -(1 + s_1) \dot{\omega}_{CO} \quad (3.16)$$

Les termes sources qui apparaissent dans les équations de transport de la phase gazeuse (voir le tableau 3.1) consécutifs à la dégradation thermique du matériau combustible, sont déduits des taux de réactions relatifs aux processus de séchage $R_k^{H_2O}$ et de pyrolyse R_k^{pyr}

$$S_{Y_\alpha} = \begin{cases} (1 - \nu_k^c) (1 - \nu_k^s) \alpha_k^{CO} R_k^{pyr} \\ 0 \\ (1 - \nu_k^c) (1 - \nu_k^s) (1 - \alpha_k^{CO}) R_k^{pyr} \\ R_k^{H_2O} \\ 0 \end{cases} \quad (3.17)$$

Le taux de pyrolyse R_k^{pyr} sera ajusté par la suite dans le but d'obtenir l'intensité du feu désirée (cf. section 4.1).

3.3.4 Modèle de formation des suies et détermination des propriétés radiatives de la phase gazeuse

Les pertes radiatives constituent une proportion non négligeable de l'énergie libérée par la réaction de combustion. Markstein (1984) estime cette proportion entre 18 % et 43 % selon la nature du combustible et le régime de l'écoulement. Les particules de suie et les gaz chauds participent à ce transfert d'énergie. La contribution des suies peut atteindre 80 %. Il paraît donc relativement important de décrire correctement la quantité de suies présente dans la zone de réaction et leur évolution dans le panache de feu.

Dans notre modèle de suies, seule l'équation de transport de la fraction volumique de suie f_{vs} est utilisée. Les deux termes sources dans la forme générique de l'équation de transport (voir le tableau 3.1) prennent en considération respectivement les processus

- de thermophorèse (lorsque des particules sont dans un gaz où il existe un gradient thermique, elles sont soumises à une force qui les déplace des hautes vers les basses températures (Kaplan *et al.* (1996)));
- et de production de suies (l'oxydation des suies est négligée). En accord avec Grishin (1997), et compte tenu du modèle de combustion homogène (équation 3.14), nous supposons que les suies produites dans la flamme résulte de la pyrolyse du bois combustible (le taux de formation de suies est donc proportionnel au taux de pyrolyse, (Porterie *et al.* (2005))) et non pas de la décomposition des hydrocarbures dans la phase gazeuse.

L'expression de la fraction volumique de suies nous mène tout naturellement à considérer les pertes radiatives au travers du terme source $Q_{g,radiative}$ dans la forme générique de l'équation de conservation de l'énergie de la phase gazeuse (tableau 3.1)

$$Q_{g,radiative} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \alpha_g a_g [G - 4\pi I_b(T)] \quad (3.18)$$

où \mathbf{q}_r est la divergence du flux radiatif, et $G = \int_{4\pi} I(\Omega) d\Omega$ est le rayonnement incident.

Pour un milieu gris absorbant, émettant et diffusant, une équation de transfert radiatif multiphasique (MRTE) a été développé par Consalvi *et al.* (2002). Dans le cas d'une phase solide à une seule classe végétale, l'intensité radiative dans la direction Ω , $I(\Omega)$, obéit à l'équation suivante

$$\Omega_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g I) + (\alpha_g a_g + \alpha_k a_k) I = \alpha_g a_g I_b(T) + \alpha_k a_k I_b(T_k) \quad (3.19)$$

Le coefficient d'absorption a_k pour la phase solide peut être calculé à partir de $a_k = A_k/4$ (Consalvi *et al.* (2002)) tandis que le mélange *suies/produits de combustion* (CO_2 , H_2O) considéré comme un gaz gris, est évalué à partir de la fraction molaire des produits de combustion et de la fraction volumique des suies (Kaplan *et al.* (1996))

$$a_g = 0.1 (X_{CO_2} + X_{H_2O}) + 1862 f_{vs} T \quad (3.20)$$

3.4 Résolution numérique des équations de transport

Les équations de transport de la phase gazeuse (équation 3.3, tableau 3.1) sont discrétisées sur une grille cartésienne 3D décalée et non uniforme. La solution de ces équations est obtenue en utilisant la méthode des volumes finis, basée sur un schéma convectif de type *Ultra-Sharp* associant un schéma décentré d'ordre 3 (schéma *QUICK*) à une stratégie de limiteur de flux (Leonard et Drummond (1995)). Les termes de diffusion sont approchés en utilisant un schéma aux différences finies centré du second ordre. L'intégration par rapport au temps s'effectue par

un schéma d'Euler récursif du second ordre. Le couplage vitesse/pression est résolu grâce à un algorithme *PISO* itératif (Chow et Cheung (1997)).

Les systèmes d'équations algébriques linéaires qui en résultent pour chaque variable, sont alors résolus de façon itérative en utilisant l'algorithme *TDMA* (Patankar (1980)). Dans le but de faciliter la convergence dans le processus itératif sur un pas de temps, une procédure de relaxation est introduite pour amortir les variations brutales d'une variable calculée d'une itération à l'autre.

Chapitre 4

Transport et combustion de brandons émis à partir d'un groupe d'arbres en feu

Ce chapitre est dédié à la présentation et à l'analyse des résultats des différentes simulations numériques dans le cas où la source d'émission de brandons est un groupe d'arbres en feu.

Nous commencerons dans la première section, par présenter la configuration géométrique du domaine. On fera une description détaillée des paramètres numériques utilisés, d'une part pour le calcul préliminaire de l'écoulement stationnaire, d'autre part pour le suivi lagrangien des brandons.

La seconde section portera sur le comportement des trajectoires dans les différents écoulements stationnaires pré-établis à partir du modèle de panache de fumée présenté dans le chapitre précédent. Des résultats portant sur les caractéristiques des brandons au sol seront présentés.

Enfin la dernière section de ce chapitre s'attachera à étudier la sensibilité de certains résultats, comme la distance parcourue par les brandons et la hauteur maximale atteinte, aux conditions du feu et du vent, ainsi qu'aux conditions d'émission.

Nous nous sommes efforcés, chaque fois que cela a été possible, de proposer des lois de comportement des brandons en fonction de paramètres pertinents, comme l'intensité du feu, la vitesse du vent ou de certaines caractéristiques des brandons.

4.1 Description du problème et paramètres numériques

Calcul de l'écoulement stationnaire

Le domaine de calcul a pour dimensions : 1000 m de long par 400 m de haut par 500 m de large (figure 4.1). Le groupe d'arbres occupe une surface au sol de 5 m par 10 m. Concernant la hauteur de cette zone de combustion, elle est délimitée par celle des arbres qui est liée à l'intensité du feu. Par exemple, pour des groupes d'arbres de 5 m et 20 m de haut, cela correspondra respectivement à une intensité de feu de 10 MW m^{-1} et 40 MW m^{-1} . Pour être complet avec le dimensionnement de la végétation, la base de celle-ci se situe à 3 m au-dessus du sol.

En se basant sur les résultats issus de la validation du modèle de combustion, les arbres qui constituent cette forêt sont des pins de l'espèce ponderosa. Quant au calcul préliminaire

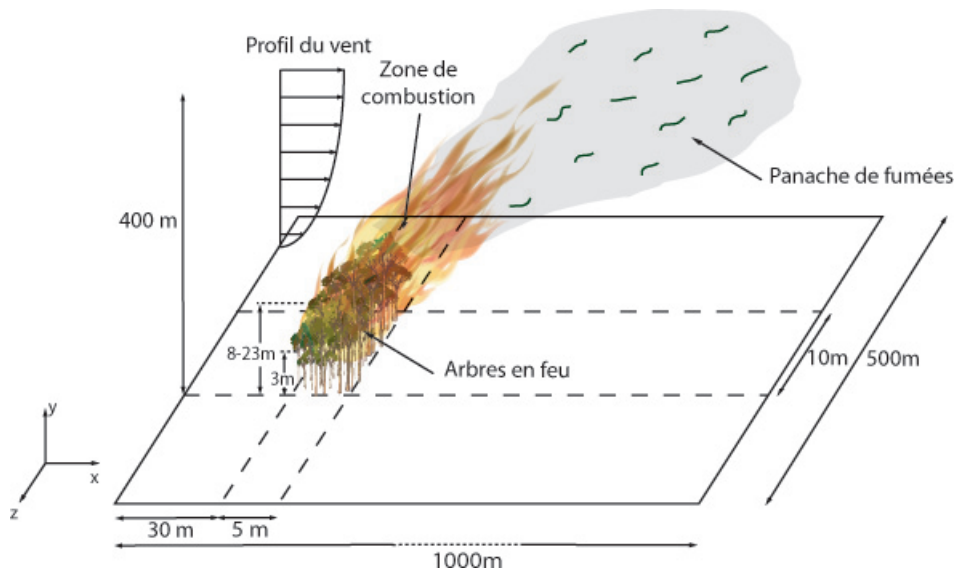


FIG. 4.1 – Représentation schématique du problème physique, du domaine de calcul et du système de coordonnées utilisé dans l'analyse.

qui permet d'avoir l'écoulement stationnaire 3D du feu de végétation, on ne s'intéresse qu'à la combustion des éléments fins, à savoir les aiguilles.

Pour des raisons de symétrie par rapport au plan longitudinal de l'écoulement, (*i.e.* plan (xy) avec $z = 0\text{ m}$), il est possible de limiter le domaine de calcul à la moitié du domaine. Cette tranche de 250 m de large, de 400 m de hauteur et de 1000 m de longueur est limitée :

- à l'ouest, à l'est ($x = 1000\text{ m}$), au nord ($y = 400\text{ m}$), et en face avant ($z = 250\text{ m}$) par une frontière libre (écoulement sortant)
- au sud ($y = 0\text{ m}$) par le sol
- en face arrière ($z = 0\text{ m}$) par une condition de symétrie.

Un maillage non uniforme comportant $105 \times 80 \times 20$ mailles est utilisé (figure 4.2) avec un raffinement local ($40 \times 38 \times 5$ cellules de taille identique) dans la zone de végétation (figure 4.3).

Une étude préliminaire a montré que ce maillage était suffisant pour garantir l'indépendance de la solution vis à vis du maillage. Le pas de temps est de 0.025 s tout au long du développement du feu. Les conditions initiales et aux limites sont rassemblés dans le tableau 4.1.

La solution stationnaire de l'écoulement et des champs de température est obtenue lorsque le critère de convergence $|\Phi^{n+1} - \Phi^n|/|\Phi^n| \leq 10^{-4}$ est vérifié en tout point du domaine de calcul, et près de 8 000 itérations en temps sont nécessaires.

Typiquement, le temps de calcul pour un cas standard est de l'ordre de 100 h de temps CPU sur un processeur 3.GHz-Pentium-D et requiert 1.5 Go de mémoire RAM.

L'humidité relative est supposée être constante et égale à 40 %. En limite amont, l'écoulement d'air, assimilé à une couche limite atmosphérique de surface, passant au-dessus d'un terrain plat uniforme.

En supposant une stratification neutre de l'atmosphère, les propriétés de l'écoulement \mathbf{u} , k et ε dépendent de l'altitude, y , de la rugosité de surface, h_0 , de la vitesse de friction turbulente,

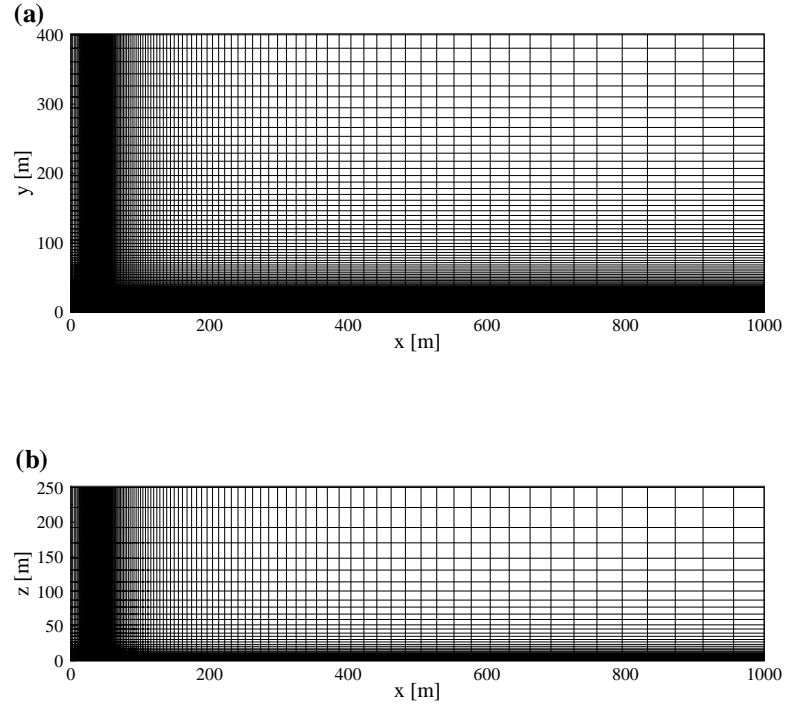


FIG. 4.2 – Présentation du maillage utilisé dans tout le domaine d'application, (a) dans le plan (xy), (b) dans le plan (xz)

u^* , et de la longueur de Monin-Obukhov (Panofsky et Dutton (1984))

$$u_x = 2.5u^* \ln(y/h_0), \quad u_y = u_z = 0 \quad (4.1)$$

$$k = u^{*2} / \sqrt{C_\mu} \quad (4.2)$$

$$\varepsilon = 2.5u^{*3} / y \quad (4.3)$$

avec $u^* = \frac{U_{wind}}{2.5 \ln(H/h_0)}$ et $h_0 = 3.8 \times 10^{-5} m$. Dans cette équation, U_{wind} est la vitesse du vent moyenne donnée à une certaine hauteur donnée, $H = 10 m$, et u_x est la vitesse du vent désirée à la hauteur y .

Dans le but d'obtenir une solution stationnaire de l'écoulement 3D, il est pour cela nécessaire d'ajuster le débit de pyrolyse de la phase solide, R_k^{pyr} , à la puissance linéique du feu

$$P [W m^{-1}] = R_k^{pyr} V_{veg} \frac{\Delta h_k}{z_c} \quad (4.4)$$

où $V_{veg} [m^3]$, $z_c [m]$, and $\Delta h_k [J kg^{-1}]$ sont respectivement le volume occupé par la cime des arbres, la largeur du front de végétation qui brûle et la chaleur de réaction du combustible.

On peut comparer cette puissance par unité de mètre à celle calculée par la formule de Byram (Byram (1959))

$$I [W m^{-1}] = wr \Delta h_k \quad (4.5)$$

où $w [kg m^{-2}]$ est la charge de combustible sec par unité de surface au sol ayant participé à la propagation du feu et $r [m s^{-1}]$ est la vitesse de propagation.

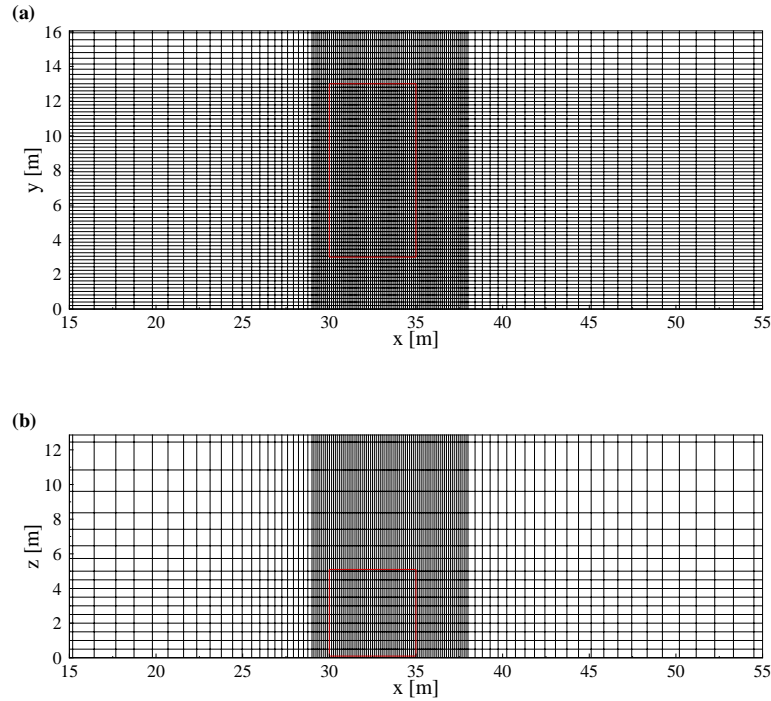


FIG. 4.3 – Présentation du maillage utilisé près de la zone de végétation, (a) dans le plan (xy) , (b) dans le plan (xz) . Ce maillage correspond à une zone végétale occupant un domaine de 5 m de long ($30 \leq x \leq 35$ m), 10 m de hauteur ($3 \leq x \leq 13$ m), et de 10 m de largeur ($0 \leq x \leq 5$ m).

Les données utilisées pour des feux de 10 MW m^{-1} et 40 MW m^{-1} , intensités typiques des feux de cime méditerranéens, sont données dans le tableau 4.2.

Les calculs préliminaires ont donc permis de déterminer l'écoulement 3D stationnaire d'un feu de végétation d'intensités différentes ($10, 20,$ et 40 MW m^{-1}) soumis à trois vitesses de vent distincts ($4.47, 6.70$ et 8.94 m s^{-1}). Ces vitesses correspondent respectivement à $10, 15$ et 20 mi h^{-1} lorsqu'il s'agit de reprendre les unités utilisées par Albini (1979).

Pour résumer, on a extrait localement en chaque nœud du maillage :

- les composantes de la vitesse du gaz : u_{gx}, u_{gy}, u_{gz} ;
- les grandeurs scalaires du gaz : la masse volumique ρ_g , la viscosité dynamique μ_g , la température T_g , la conductivité thermique λ_g , le rayonnement incident G , la fraction massique des espèces Y_α , et la pression p_g .

Méthodes de calcul pour le suivi lagrangien

Le suivi lagrangien des brandons depuis leur émission jusqu'à leur disparition ou leur arrivée au sol est ensuite effectué en résolvant les équations du modèle de combustion (chapitre 1) et celles du modèle aérodynamique (chapitre 2) [†].

[†]le terme radiatif σT_g^4 dans l'équation de conservation d'énergie (équation 1.14) est remplacé par $G/4$ provenant directement du calcul de l'écoulement gazeux stationnaire

	Conditions initiales
	$\vec{u}_0 = \vec{0}$, $T_0 = 300 K$, $f_{vs_0} = 0$, $\varepsilon_0 = 10^{-6} m^2 s^{-3}$, $k_0 = 10^{-6} m^2 s^{-2}$ $Y_{\alpha_0} = (0; 0.231; 0; 0.006; 0.763)$ $p_0 = p_\infty \exp(-gy/RT_0 \sum_\alpha \frac{Y_{\alpha_0}}{W_\alpha})$ avec $p_\infty = 101325 Pa$ ρ_0 and h_0 sont déduits des équations d'état (section 3.2). $\alpha_g = \begin{cases} 1 & \text{à l'extérieur de la végétation} \\ 1 - \alpha_k & \text{à l'intérieur de la végétation} \end{cases}$
	Conditions aux limites
Sol	$\vec{u} = \vec{0}$ $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ for $\phi = h, f_{vs}, Y_\alpha$ $k = 0$ $\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{0.75} k_p^{1.5}}{\kappa \Delta_p}$ où p désigne le point le plus proche de la paroi et Δ_p représente la distance entre la paroi et le point p , κ est la constante de von Karman.
Plan de symétrie	$u_z = 0$, $\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$ for $\phi \neq u_z$
Ecoulement libre sortant	$p = p_0$, $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ for $\phi \neq p$
Ecoulement libre entrant	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$, $u_y = u_z = 0$, $Y_\alpha = Y_{\alpha_0}$, $f_{vs} = 0$, $T = T_0$, $h = h_0$ u_x , k and ε sont donnés par les éqs.(4.1-4.3)

TAB. 4.1 – Conditions initiales et conditions aux limites.

Pour la résolution du suivi des particules, il est nécessaire de se doter des propriétés du gaz ambiant qui les entoure, i.e. que les propriétés de l'écoulement stationnaire doivent être logiquement estimées à l'endroit où se trouvent ces particules. L'annexe A résume la façon dont on réalise l'interpolation des propriétés gazeuses entre les nœuds du volume de contrôle.

Les particules sont émises depuis la même position dans la zone de végétation, i.e. à l'intersection de la canopée ($y_0 = 8 m$ pour $I = 10 MW m^{-1}$ et $y_0 = 23 m$ for $I = 40 MW m^{-1}$) et du bord de la végétation qui est sous le vent ($x_0 = 35 m$) dans le plan vertical $z_0 = 2.5 m$. Les brandons partent dans l'écoulement avec une vitesse initiale soit nulle, soit égale à la vitesse locale du gaz.

Plusieurs types de géométrie de brandons sont considérés dans notre étude tels que la sphère, le cylindre, et le disque, représentatifs de différents éléments de végétation (feuilles, aiguilles de pin, cônes et pignes de pin, morceaux d'écorce). L'étude d'Anthenien *et al.* (2006) a montré que les particules en forme de disque sont potentiellement plus dangereuses que les sphères ou les cylindres. Ils parcourent une distance plus importante et tombent au sol avec une masse restante plus grande. Ce sont donc naturellement les brandons en forme de disque qui sont considérés à travers cette étude, avec un rapport d'aspect $AR = \tau_f/D_{f0}$, d'une valeur comprise entre 0.02 et 0.075. L'angle d'incidence entre la vitesse relative et l'axe principal de la particule (\mathbf{y}') est choisi constant et égal à 145° , valeur pour laquelle les projections de brandons sont attendues être les

Propriété	Valeur	Unité
$R_k^{H_2O}$	0.0025	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
R_k^{pyr}	0.020	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
ν_k^s	0.03	-
ν_k^c	0.3	-
α_k^{CO}	1.	-
Température T_k	1200	K
Rapport surface-volume σ_k	5000	m^{-1}
Fraction volumique α_k	2.44×10^{-3}	-

TAB. 4.2 – Propriétés de la phase solide (aiguilles de pin ponderosa) utilisées pour le modèle du feu.

plus longues (Woycheese et Pagni (1999)).

Pour les trois intensités du feu et les trois vitesses de vent qui sont pris en compte dans notre étude, une étude paramétrique des caractéristiques des brandons sur leur comportement est réalisée :

- diamètre : 4, 6, 8, et 10 *cm*
- épaisseur : 2, et 3 *mm*
- masse volumique : 50, 100, et 150 kg m^{-3}

Cela signifie que pour chacun des 9 écoulements pré-calculés, on s'intéresse au transport et à la combustion de 24 brandons émis depuis un groupe d'arbres. Avec un pas de temps de 10^{-3} *s*, cela n'excède pas 20 secondes de temps CPU en moyenne pour un brandon.

4.2 Comportement aérodynamique et thermique des brandons

La figure 4.4 montre les trajectoires de différents brandons dans deux écoulements, soumis à la même vitesse de vent de 6.70 m s^{-1} , induits par des feux d'intensité différente : (a) 10 MW m^{-1} et (b) 40 MW m^{-1} . Pour chacun de ces deux cas, c'est dans le plan de symétrie ($z=0 \text{ m}$) pour la figure du haut et dans les plans horizontaux ($y = 8 \text{ m}$ pour le cas (a), et $y = 23 \text{ m}$ pour le cas (b)), que sont superposés à la fois les champs de température et les vecteurs vitesses du gaz.

Deux types de comportement distincts sont observés : selon que les brandons tombent près de la zone de combustion (Type I), ou qu'ils soient soulevés par le panache de fumées, et s'élèvent généralement jusqu'au sommet du panache pour après retomber au sol loin en avant du front de feu (Type II).

Pour les conditions d'écoulements donnés, la transition entre ces deux types de comportement est principalement contrôlé par le produit de la masse volumique initiale du brandon par son épaisseur, $\rho_f^{w0} \tau_f$, comme le montre la figure 4.5 qui illustre la distance parcourue par les brandons en fonction de ce produit $\rho_f^{w0} \tau_f$. Pour de petites valeurs de ce produit, les brandons sont soulevés par le panache convectif, le rapport entre les forces gravitationnelles et aérodynamiques étant proportionnel au produit $\rho_f^{w0} \tau_f$.

De plus, il peut se produire que pour un même écoulement et une même valeur du produit $\rho_f^{w0} \tau_f$, les particules les plus lourdes (voir l'exemple des brandons *A* et *B* de la figure 4.6 qui ont un diamètre important, i.e. 10 *cm*) soient entraînées vers le haut du panache. Ceci est dû au fait que certaines particules ayant un important diamètre ont pu bénéficier de conditions

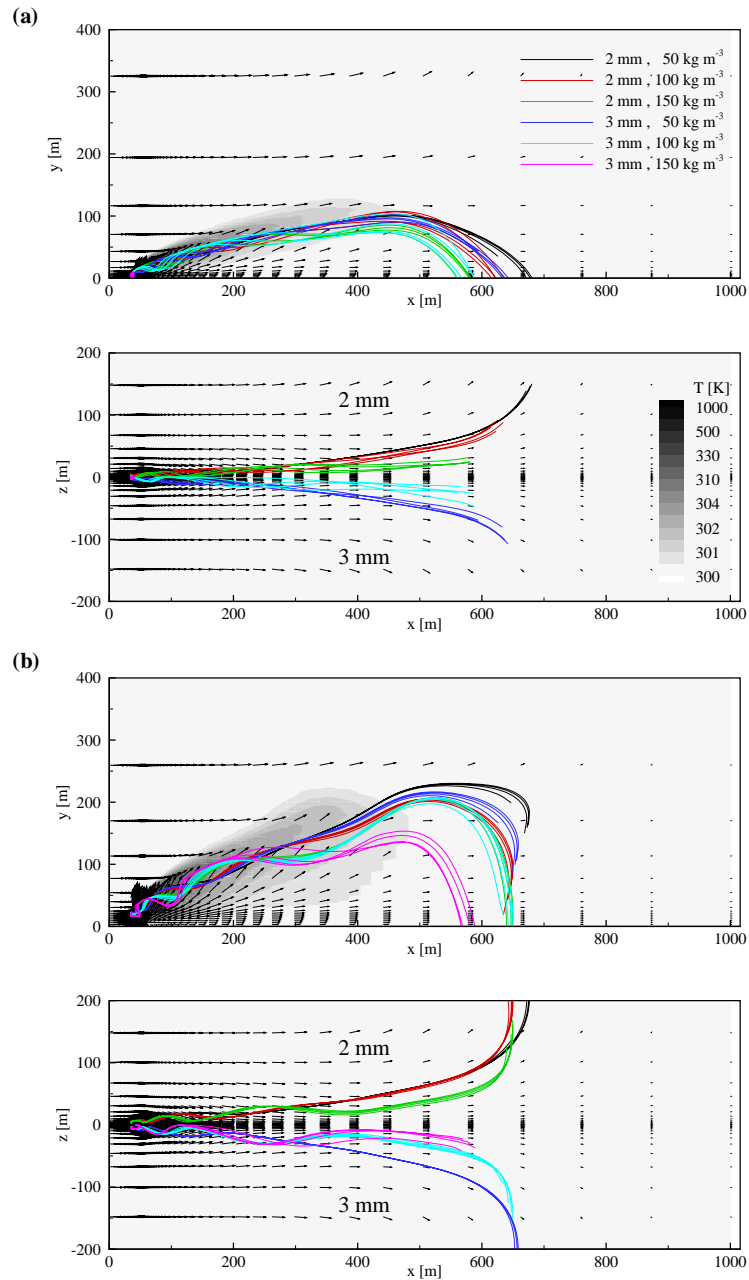


FIG. 4.4 – Trajectoires de brandons projetées dans les plans : (a) $z = 0\text{ m}$ et $y = 8\text{ m}$ pour le feu de 10 MW m^{-1} et (b) $z = 0\text{ m}$ et $y = 23\text{ m}$ pour le feu de 40 MW m^{-1} . Les trajectoires des brandons émis à partir du haut de la canopée sont superposées aux contours de température et aux champs de vecteur vitesse. La vitesse du vent est de 6.70 m s^{-1} . La vitesse initiale des brandons est égale à la vitesse locale du gaz. Les lignes de la même couleur correspondent aux particules ayant les mêmes épaisseur et masse volumique mais un diamètre différent.

aérodynamiques favorables à leur ascension dans le panache de fumée.

Maintenant considérons les brandons qui appartiennent au type II, la figure 4.4, dans le plan

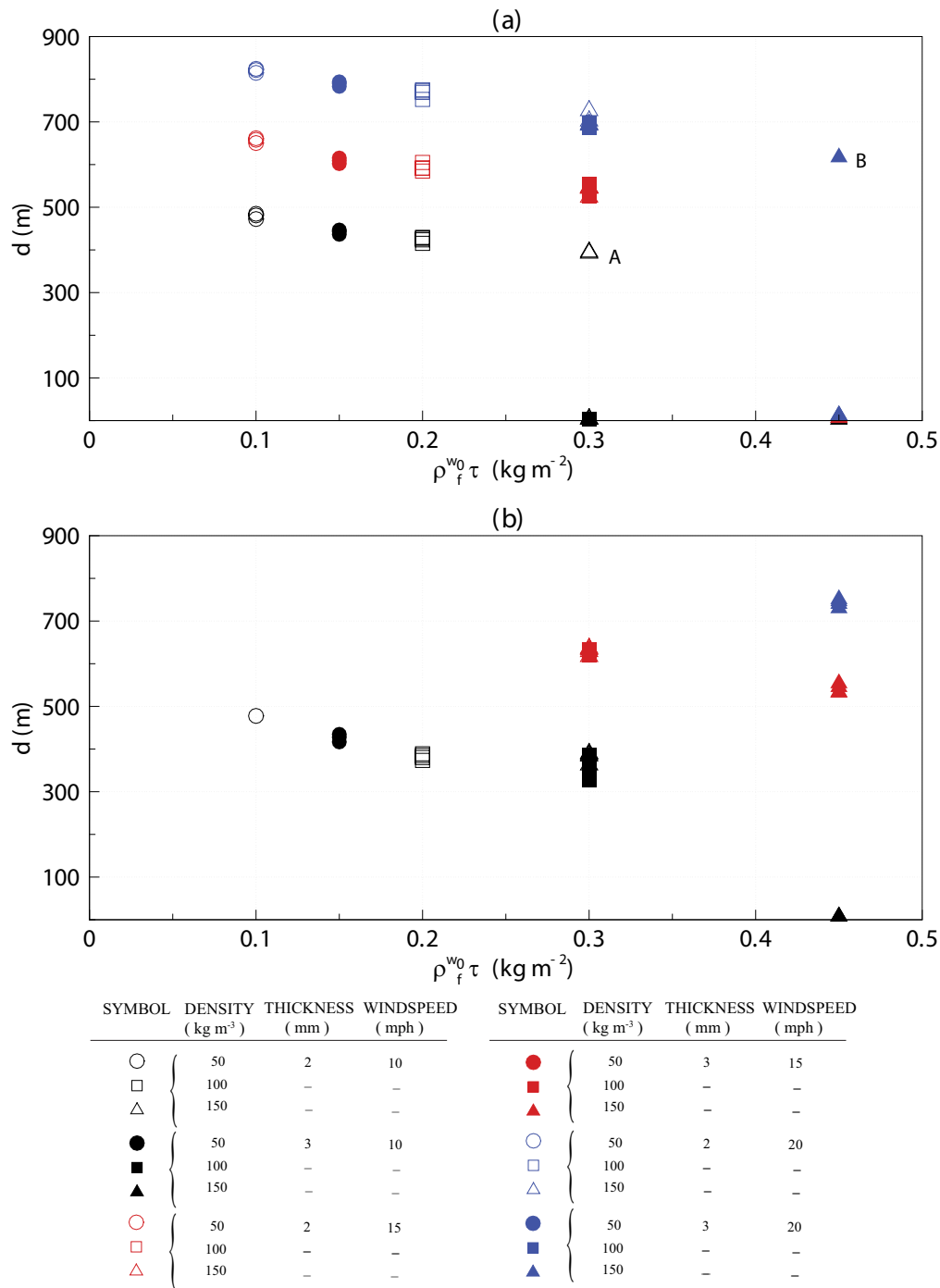


FIG. 4.5 – Distance atteinte au sol, d , en fonction du produit $\rho_f^{w_0} \tau_f$; (a) pour le feu de 10 MW m^{-1} et le feu de 40 MW m^{-1} . Les trois vitesses de vent considérées sont : $4.47, 6.70, 8.94 \text{ m s}^{-1}$. La vitesse initiale des brandons est égale à la vitesse locale du gaz.

(xy), montre que ces brandons une fois émis, sont pris dans les structures tourbillonnaires du panache. Ces forts écoulements ascendants agissent sur les particules qui ne retombent que lorsque

les forces gravitationnelles deviennent prépondérantes devant les forces aérodynamiques. Dans le plan (xz), il est facilement observable que les brandons suivent les lignes de courant de l'écoulement. En effet, près de la zone de combustion, ils sont plaqués sur le plan de symétrie à cause des écoulements d'air transverses (entraînement dû à l'aspiration du feu) et permettant notamment à la flamme de ne pas être couchée au sol. Une fois qu'ils ont atteint une altitude conséquente, loin en avant du feu, ils sont déviés du plan de symétrie par les structures convectives.

Des histoires, bien différentes les unes des autres, de quatre brandons sont suivies et illustrées à travers la figure 4.6, qui montre l'évolution temporelle de la masse et de la température de surface de ces brandons pour un feu de $10 MW m^{-1}$ soumis à un vent latéral de $6.70 m s^{-1}$.

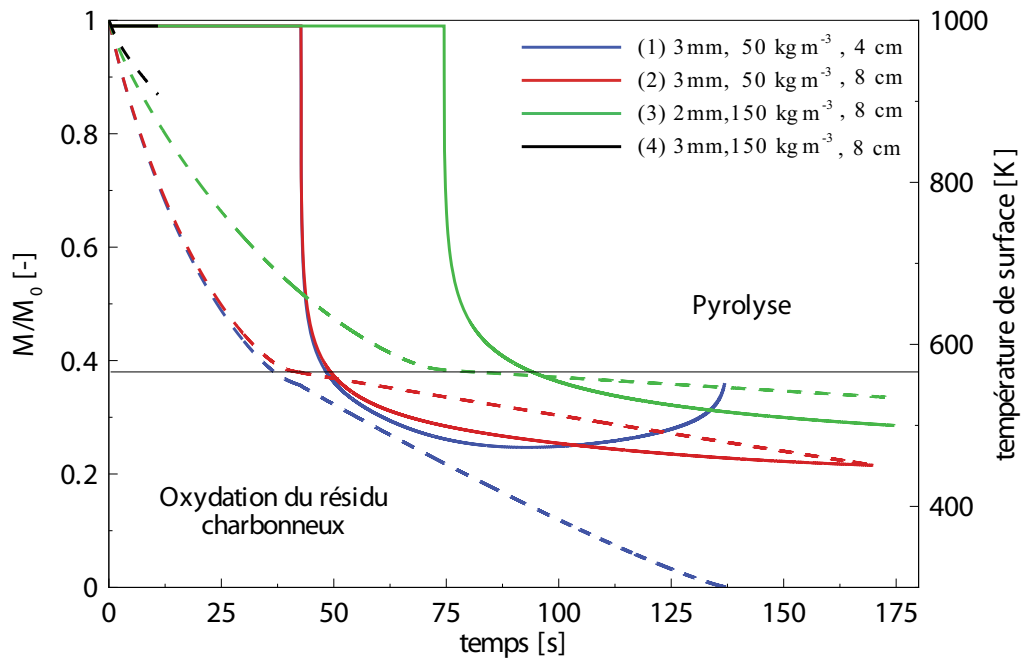


FIG. 4.6 – Evolution temporelle de la fraction massique (traits pointillés) et de la température de surface (traits pleins) de quatre brandons émis du haut de la canopée. L'intensité du feu est de $10 MW m^{-1}$ et la vitesse du vent est estimée à $6.70 m s^{-1}$. La vitesse initiale des brandons est égale à celle du gaz.

Le brandon $n^{\circ}1$ brûle complètement en vol après avoir quitté le panache thermique, et les brandons $n^{\circ}2$ et $n^{\circ}3$ arrivent au sol à l'état de braises, alors que le brandon $n^{\circ}4$ retombe dans la végétation assez rapidement, tout en étant enflammé. En outre, pour des valeurs de fraction d'énergie, α_f^c , inférieures à 0.25, le brandon peut rejoindre le sol avec des températures très faibles, proches de la température ambiante. Dans notre étude, ce scénario ne sera quasiment pas observé sachant qu'un tiers de l'énergie libérée par l'oxydation du résidu carbonneux revient à la surface de la particule en question. Contrairement aux trois autres brandons, le brandon $n^{\circ}4$ qui possède le produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ le plus élevé, quitte relativement tôt le panache pour tomber au sol en une quinzaine de secondes tout au plus (voir *e.g.* les trajectoires de brandons avec $\rho_f^{w0} = 150 kg m^{-3}$ et $\tau_f = 3 mm$, dans la figure 4.4(a)). Bien qu'ils ne parcourent pas forcément de très longues distances dans ce type de feu de végétation, ces brandons restent particulièrement

dangereux puisqu'ils tombent au sol enflammés, ayant donc une grande capacité à enflammer la végétation réceptive et à déclencher des feux secondaires. Manzello *et al.* (2005) ont montré expérimentalement qu'un simple brandon enflammé qui tombe dans un lit d'aiguilles de pin à 11 % d'humidité, a 100 % de chances d'enflammer ce dernier alors qu'il faudrait une *pluie* de brandons incandescents (sans flamme) pour produire le même effet.

Considérons à présent la masse et la température de surface du brandon $n^{\circ}1$ dans la figure 4.6. Durant les 42 premières secondes de vol, *i.e.* durant la totalité de la phase de pyrolyse du brandon, la flammèche qui entoure ce dernier réduit l'apport d'oxygène à sa surface, ce qui limite de ce fait l'oxydation du résidu carbonneux formé. A la fin de la pyrolyse, la masse restante adimensionnelle est alors très proche de $\nu_f^c = 0.39$. En d'autres termes, cela signifie que les processus de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux peuvent être traités de manière successive. Après 42 secondes de vol, les pertes radiatives et convectives entraînent brusquement une décroissance de la température de surface de la particule. La chaleur produite par la combustion hétérogène de la particule compense alors les pertes de chaleur de telle sorte que la température de surface ne décroît que très lentement. Une température d'équilibre d'environ 475 K est atteinte à $t = 92$ s. En fin de vol, comme le très faible diamètre du brandon décroît encore, le taux d'oxydation R_f^{char} (qui est inversement proportionnelle au diamètre D_f) augmente, ce qui entraîne une réduction plus importante du diamètre et ce, jusqu'à la disparition complète de la particule. Ce qui explique la soudaine remontée en température juste avant que le brandon n'ait totalement disparu. Les brandons $n^{\circ}2$ et $n^{\circ}3$ n'ont pas le même comportement une fois la pyrolyse achevée. En effet, la production de chaleur issue de la combustion hétérogène ne compense pas les pertes radiatives et convectives, en raison de leur diamètre important (8 cm). Ceci explique pourquoi la température des particules décroît toujours jusqu'à leur arrivée au sol.

Les résultats du modèle montrent que pour les brandons considérés, le transfert de chaleur durant le processus de pyrolyse se fait en régime thermiquement fin (voir la publication de Benkoussas *et al.* dans l'annexe C), ce qui indique que le temps de pyrolyse est proportionnel au produit $\rho_f^{w0} \tau_f$. C'est pourquoi les processus de pyrolyse des brandons $n^{\circ}1$ et $n^{\circ}2$ sont similaires (voir l'évolution temporelle de M/M_0), alors que celui du brandon $n^{\circ}3$ est totalement différente (décroissance approximativement deux fois moins importante). Quant à la phase où seule la combustion hétérogène persiste, les évolutions au cours du temps de la masse entre les brandons $n^{\circ}1$ à $n^{\circ}3$ (figure 4.6) sont différentes. Cela peut s'expliquer à partir de l'analyse suivante. Puisque les nombres de Reynolds relatifs à la vitesse du gaz, rencontrés au cours du transport de la particule, sont relativement grands (> 300), l'équation 1.7 se réduit à

$$\frac{\pi}{4} \rho_f^c \tau_f \frac{dD_f^2}{dt} \simeq 0.272 S_c^{1/3} Re_p^{1/2} R_f^{char} S_{ox} \quad (4.6)$$

Le temps caractéristique d'oxydation du résidu carbonneux peut se déduire de l'équation ci-dessus en utilisant les relations $\rho_f^c = \nu_f^c \rho_f^{w0}$ et $Re_p = \left(\frac{3D_f^2 \tau_f}{2} \right)^{1/3} \rho_{film} \| \mathbf{u}_{rel} \| / \mu_{film}$.

Puisque le produit $R_f^{char} S_{ox} \| \mathbf{u}_{rel}^{1/2} \|$ est pratiquement constant au cours du temps (figure 4.7), l'intégration de l'équation 4.6 permet de conclure que le temps caractéristique d'oxydation du résidu carbonneux varie comme le produit $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$.

L'analyse des résultats du modèle concernant la masse restante normalisée M_{final}/M_0 des brandons au sol a permis de dégager d'importants résultats :

- La figure 4.8 montre que la masse restante normalisée M_{final}/M_0 des brandons qui tombent au sol alors qu'ils sont encore enflammés (US : *flaming state*) est une fonction exponentielle

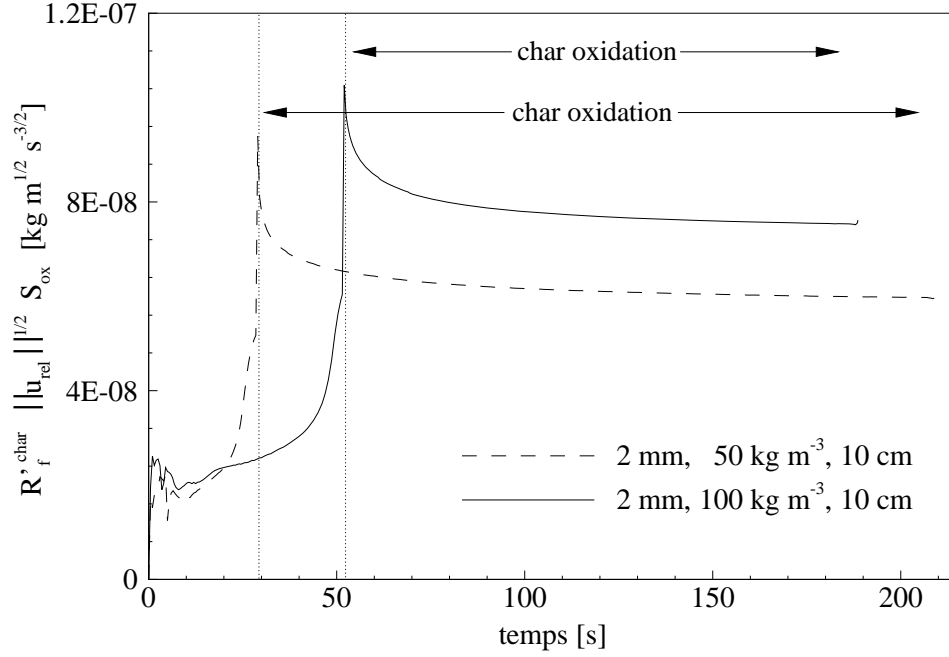


FIG. 4.7 – Evolution temporelle de l'expression $R_f^{char} S_{ox} ||\mathbf{u}_{rel}||^{1/2}$ de deux brandons émis depuis le haut de la canopée. $I = 10 MW m^{-1}$, $U_{wind} = 4.47 m s^{-1}$.

du temps de vol normalisé par le produit $\rho_f^{w0} \tau_f$

$$\frac{M_{final}}{M_0} = 0.9727e^{-0.0047 \frac{t_{vol}}{\rho_f^{w0} \tau_f}} \quad (4.7)$$

- Concernant les brandons qui sont entièrement à l'état de résidu charbonneux (le processus de pyrolyse est complètement achevé), la masse restante normalisée est une fonction linéaire du temps de vol normalisée par le produit $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$

$$\frac{M_{final}}{M_0} = -1.9778 \times 10^{-3} \frac{t_{vol}}{\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}} + 0.3781 \quad (4.8)$$

4.3 Distance au sol et hauteur atteinte par les brandons soulevés par le panache de fumées

La figure 4.5 montre qu'il est possible d'estimer la distance parcourue par un brandon en fonction du produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ pour les différentes intensités de feu et vitesses de vents étudiées. Les brandons diffèrent par leur épaisseur, leur diamètre et leur masse volumique. Les résultats montrent que cette distance décroît comme l'inverse d'une puissance du produit $\rho_f^{w0} \tau_f$, paramètre qui caractérise le rapport entre les forces gravitationnelles et aérodynamiques.

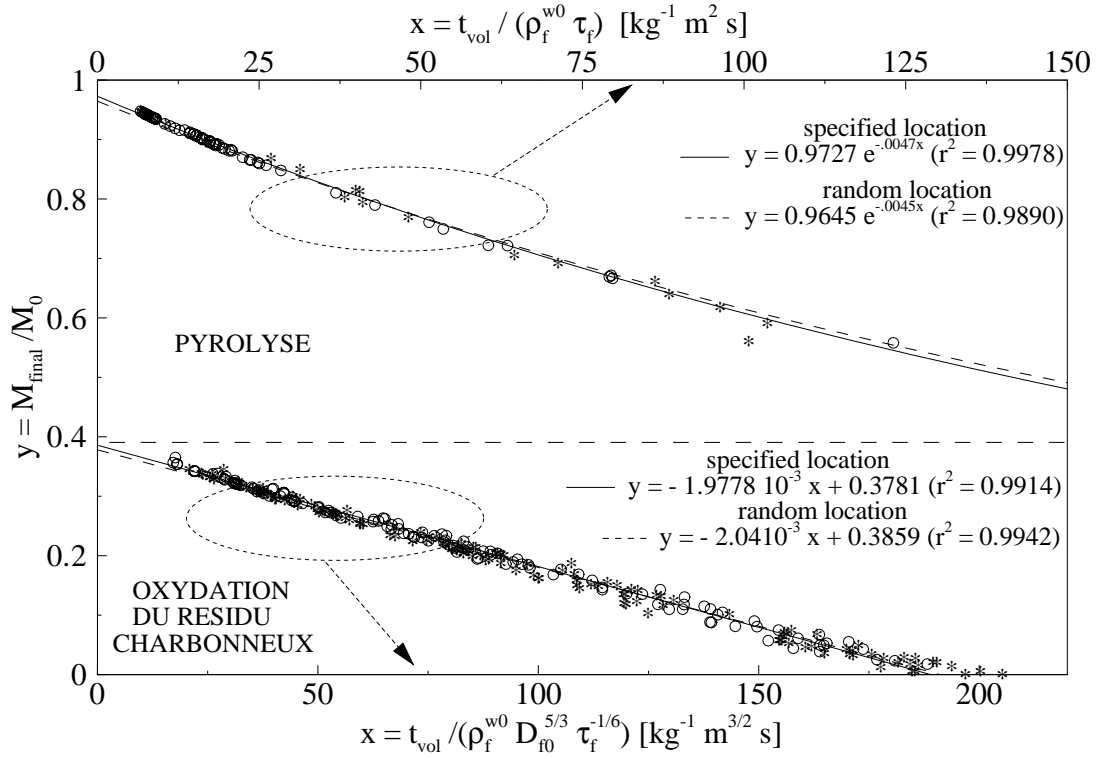


FIG. 4.8 – Fraction de la masse restante en fonction du temps normalisé par le produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ pour les brandons enflammés (partie supérieure) ou par le produit $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$ pour ceux arrivant à l'état de résidu charbonneux (partie inférieure).

On peut aussi observer que, dans la gamme de vitesse de vent étudiée, la distance d augmente presque linéairement avec la vitesse du vent. En effet lorsque le vent augmente, le panache a tendance à perdre sa forme compacte, à s'incliner et à se dilater, ce qui allonge la distance et le temps de vol à l'intérieur du panache. En outre, la distance au sol d n'apparaît pas être sensible au diamètre initial des brandons, en accord avec les résultats d'Anthenien *et al.* (2006) et d'Himoto et Tanaka (2005), et est curieusement faiblement dépendante de l'intensité du feu.

Une loi en puissance approche finement les résultats du modèle et permet d'exprimer la distance parcourue par les brandons en fonction des paramètres présentés ci-dessus (voir figure 4.9)

$$d \propto I^{0.1} U_{\text{wind}}^{0.9} (\rho_f^{w0} \times \tau_f)^{-0.2} \quad (4.9)$$

On peut noter que le domaine de validité de cette loi a été étendue en faisant varier de façon aléatoire la valeur du produit $\rho_f^{w0} \times \tau_f$ dans la plage $0.03 - 0.8 \text{ kg m}^{-2}$. Cela correspond à près de 1 000 particules générées depuis la même position dans le groupe d'arbres.

Le rôle de l'intensité du feu sur la hauteur maximale atteinte par les brandons, h_{max} , est montré dans la figure 4.10. Comme on pouvait s'y attendre, pour la majorité des brandons, la hauteur maximale atteinte augmente avec l'intensité du feu ; ceci s'explique par l'augmentation des forces de flottabilité.

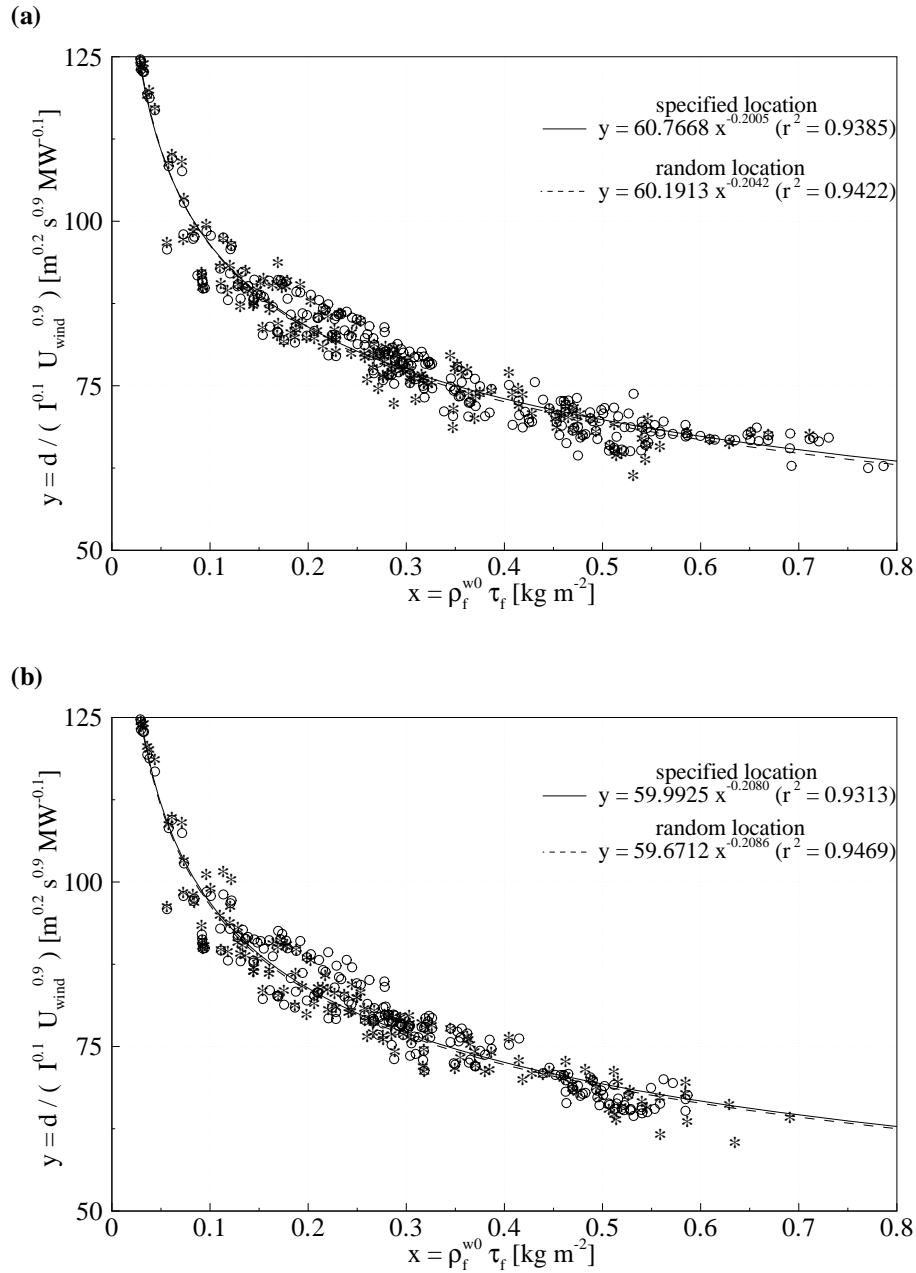


FIG. 4.9 – Distance au sol d , normalisée par $I^{0.1} U_{wind}^{0.9}$, en fonction du produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ pour les brandons arrivant à l'état de braises au sol, ceux-là même qui tombent loin en avant du front de feu. Les brandons sont émis; (a) avec une vitesse initiale égale à la vitesse locale de la phase gazeuse, (b) et avec une vitesse nulle. Les cercles correspondent à des brandons partant initialement d'une position précise, à savoir au sommet de la canopée. Les étoiles se rapportent aux brandons partant initialement d'une position générée aléatoirement dans l'ensemble de la canopée.

Bien que cette hauteur maximale soit moins importante pour les feux de faible intensité, cela ne signifie pas forcément que les distances parcourues seront plus courtes car les trajectoires seront plus rectilignes (figure 4.4). Ceci explique le fait que l'intensité du feu ne joue pas un rôle prépondérant sur la distance d (équation 4.9).

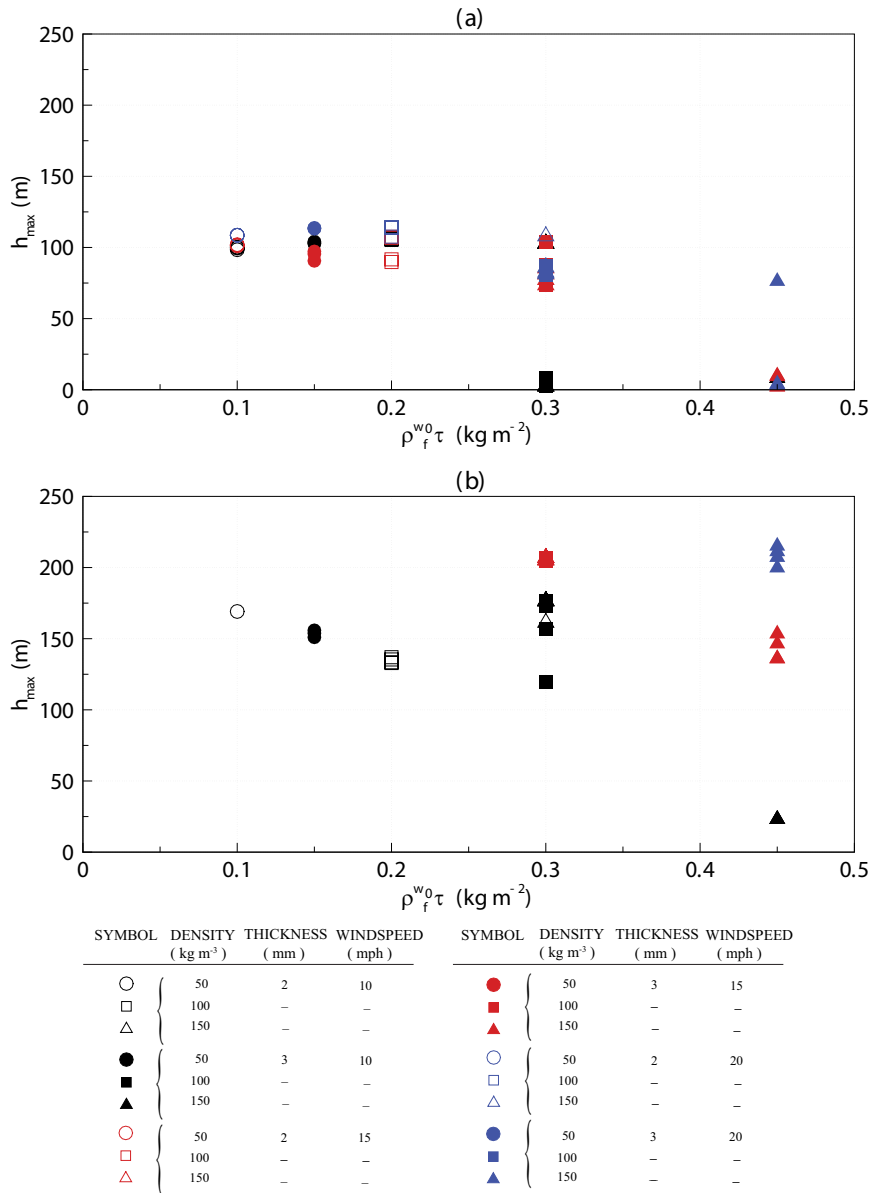


FIG. 4.10 – Hauteur maximale atteinte par les brandons en fonction du produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ pour : (a) un feu de 10 MW m^{-1} et (b) un feu de 40 MW m^{-1} . Les trois vitesses de vent 4.47, 6.70, et 8.94 m s^{-1} sont considérés. Les brandons partent avec une vitesse égale à celle du gaz.

4.4 Effet du placement initial des brandons dans la végétation et de leur vitesse initiale

Dans le but de montrer comment le placement initial des brandons dans la végétation affecte leur comportement, 1 000 brandons en forme de disque sont maintenant libérés à partir d'une position déterminée aléatoirement dans l'ensemble de la végétation. Les résultats du modèle pour différents vents, intensités et propriétés du brandon, qui se réfèrent à la fraction de la masse restante et à la distance au sol sont illustrés dans les figures 4.8 et 4.9. Les faibles écarts entre les courbes d'approximation confirment que les équations 4.7 à 4.9 restent valables, quelles que soient la vitesse et la position initiales du brandon.

On peut observer sur les figures 4.9a et 4.9b que la distance d n'est pas affectée par la vitesse initiale des brandons. Leur vitesse retrouve en effet rapidement celle du gaz.

4.5 Exemple de calcul de la distance parcourue par un brandon

Pour montrer l'intérêt de ces résultats, prenons un exemple de terrain. Un feu se développe au sein d'un groupe de pins ponderosa dont l'intensité est de $20 MW m^{-1}$. Le feu est soumis à un vent latéral non uniforme dont la vitesse moyenne est estimée à $10 m s^{-1}$ à 10 m d'altitude.

Les lois que nous venons d'établir permettent d'estimer la distance couverte par un brandon en forme de disque, dont le diamètre reste dans des tailles réalistes (entre 4 et 10 cm), la masse volumique initiale est de $150 kg m^{-3}$ et l'épaisseur de 2 mm. Les figures 4.8 et 4.9 donnent $y \approx 80 m^{0.2} s^{0.9} MW^{-0.1}$. On en déduit la distance parcourue par ce brandon avant qu'il ne touche le sol ; $d \approx 80 I^{0.9} U_{wind}^{0.9}$ soit $d \approx 850 m$.

4.6 Distribution au sol des points d'impact des brandons

On génère un nombre important de particules, au nombre de 10 000. Pour chacune d'entre elles, la position dans la canopée ainsi que la vitesse initiale, sont choisies aléatoirement. Les propriétés physiques de ces brandons ont également été prises aléatoirement

- entre 50 et $200 kg m^{-3}$ pour leur masse volumique ;
- entre 4 et 10 cm pour leur diamètre ;
- entre 1 et 3 mm pour leur épaisseur.

La figure 4.11 donne les trajectoires d'une centaine de brandons générés par un feu d'une intensité de $20 MW m^{-1}$ et soumis à un vent de $6.70 m s^{-1}$. L'isotherme 305 K de la phase gazeuse matérialise le panache convectif. On distingue bien les deux types de comportements distincts énoncés dans la section 4.2 où une grande majorité des brandons appartient au type I. On se rend compte de l'importance des structures convectives qui se forment dans le panache en visualisant les trajectoires des brandons de type II pouvant être déportés jusqu'à 250 m par rapport au plan de symétrie comme le confirme la distribution au sol des brandons représentée à travers de la figure 4.12.

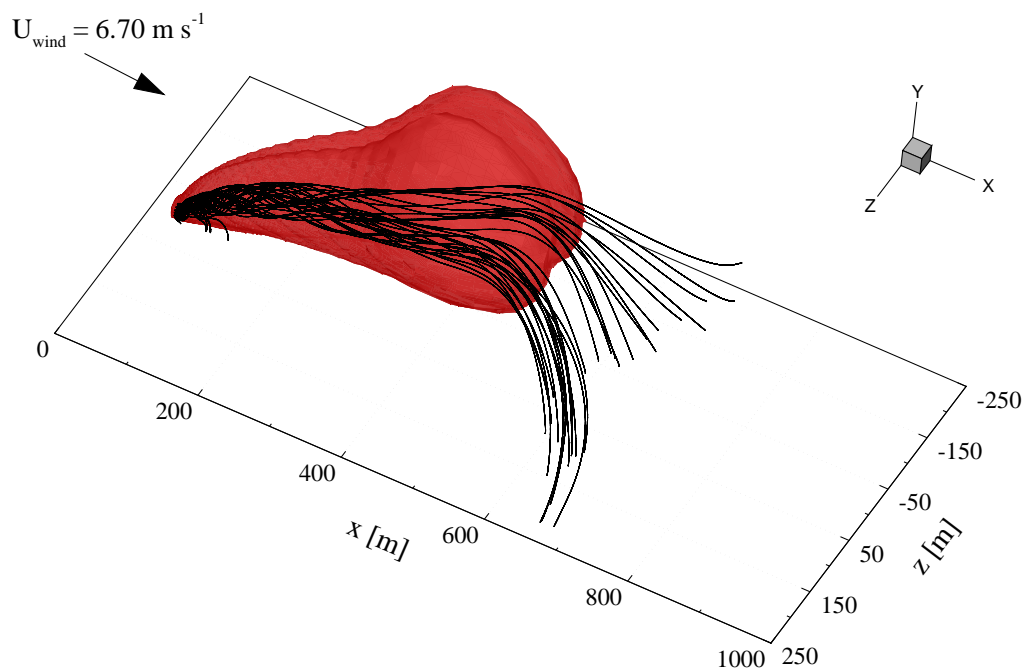


FIG. 4.11 – Trajectoires d'une centaine de brandons, émis de positions dans la canopée générées aléatoirement, dans un feu de 20 MW m^{-1} . L'isotherme 305 K de la phase gazeuse est représenté. $U_{wind} = 6.70 \text{ m s}^{-1}$.

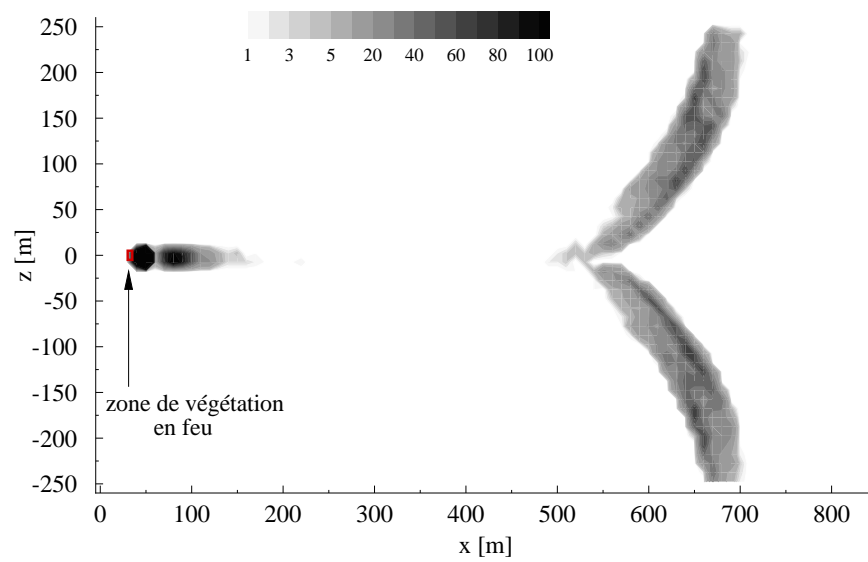


FIG. 4.12 – Distribution au sol de 10 000 brandons émis depuis la canopée des arbres de positions générées aléatoirement. $I = 20 \text{ MW m}^{-1}$ et $U_{wind} = 6.70 \text{ m s}^{-1}$.

Troisième partie

Comportement des brandons générés par un front de feu en ligne

Chapitre 5

Un modèle de panache de fumées au-dessus d'un feu en ligne

Le modèle physique que nous avons développé dans le chapitre précédent repose sur une description tridimensionnelle de l'écoulement diphasique induit par la combustion d'un groupe d'arbres. L'ensemble des phénomènes de base qui régissent la propagation du feu sont pris en compte.

Lorsque le feu se propage en ligne, on se trouve dans une représentation réaliste du phénomène de propagation de feu de forêt.

Jusqu'à présent, on trouve dans la littérature des modèles de panache de fumée au-dessus d'un feu en ligne et soumis à un vent régulier, qui sont généralement unidimensionnels (la variable d'espace étant l'abscisse curviligne le long de la trajectoire du panache) et basés sur des distributions de température et de vitesse gaussiennes ou uniformes (« top-hat ») dans la direction perpendiculaire à la trajectoire du panache (Fleeter *et al.* (1984), Davidson (1986), Mercer et Weber (1994), Zukoski (1995)).

Le récent travail de Mercer et Weber (1994) est remarquable. Dans ce modèle, une formulation mathématique simplifiée basée sur la résolution des équations de conservation le long de la trajectoire du panache est utilisée. Les propriétés physiques sont supposées constantes dans la direction perpendiculaire à la trajectoire (profil uniforme ou « top-hat »). L'idée de se doter d'un tel modèle n'est pas obsolète, puisque les travaux de Mercer et Weber (1994) ont été comparés avec ceux de Porterie *et al.* (1999), dans lesquels le modèle CFD prend en compte l'interaction entre le panache et l'écoulement d'air environnant. La similitude entre les deux approches est frappante, tant au niveau de la trajectoire du panache de fumée, que dans la forme des champs de vitesses et de température.

Le modèle utilisé dans la présente étude est formulé dans la section 5.1. Il est basé sur l'approche intégrale qui a été présentée pour la première fois par Morton *et al.* (1956) dans laquelle un système d'équations différentielles ordinaires (EDO) couplées issues des équations de conservation de la masse, du mouvement, et de l'énergie est résolu. Notre modèle est une extension des travaux de Mercer et Weber (1994) dans laquelle le profil uniforme est remplacé par un profil gaussien plus réaliste. Ce profil gaussien a déjà été établi par Davidson (1986) dans le cas d'un panache axisymétrique.

Un certain nombre d'hypothèses, provenant de constantes empiriques qui découlent elles-mêmes de raisonnements physiques et d'évidences expérimentales (Schatzmann (1979)), ont été faites afin d'intégrer et de fermer le système d'équations.

La section 5.2 offre une comparaison des panaches obtenus en fonction des hypothèses choisies.

5.1 Modélisation du problème physique

5.1.1 Profil du vent et stratification de la température ambiante

En première approximation, on pourrait prendre un profil de vent uniforme comme dans Davidson (1986).

Des profils de vent plus réalistes ont été proposés. Ils sont au nombre de deux. Le premier est un profil logarithmique comme celui utilisé par Albini (1983)b, à savoir

$$U_{\infty}(y) = U_{wind} \frac{\ln\left(\frac{y-0.64H_v}{0.13H_v}\right)}{\ln\left(\frac{H-0.64H_v}{0.13H_v}\right)} \quad (5.1)$$

où H_v est la hauteur de végétation, H une échelle caractéristique de hauteur qui peut être prise égale à la hauteur de végétation, U_{wind} la vitesse mesurée à la hauteur H , et y la hauteur mesurée au-dessus du sol. Ce profil de vent est essentiellement applicable au-dessus d'une végétation constituée d'arbres et arbustes.

Le second profil présente une plus grande généralité, c'est le profil de vitesse en loi puissance qui a été adopté dans notre travail en accord avec Porterie *et al.* (1999)

$$U_{\infty}(y) = U_{wind} \left(\frac{y}{H}\right)^n \quad (5.2)$$

où n est habituellement pris égal à $1/7$ (Albini (1981), Albini (1983)b). Les résultats obtenus avec ces deux types de profil sont comparés un peu plus loin dans la section 5.2.

Il est nécessaire d'intégrer la notion de stratification de l'atmosphère dans notre modèle. On peut penser à tort que la stratification neutre de l'atmosphère ne joue que très peu sur l'inclinaison du panache. En effet, comme les résultats de ce calcul préliminaire seront injectés dans le modèle de transport de brandons, à échelle réelle, la condition d'une atmosphère neutre n'est pas justifiée, ce qui entraîne l'utilisation d'une stratification stable de la température ambiante. Une masse d'air s'élève adiabatiquement sans formation de nuage, ce qui mène à une décroissance de la température ambiante avec l'altitude, de la forme :

$$T_{\infty}(y) = T_{\infty}(0) + \frac{dT_{\infty}}{dy}y \quad (5.3)$$

où $\frac{dT_{\infty}}{dy} = \frac{g}{cp_{\infty}} = -9.8 \text{ K km}^{-1}$ est le taux de décroissance adiabatique (Davidson (1986)).

5.1.2 Formulation mathématique

Les équations de conservation sont obtenues à partir des bilans des flux de masse, de mouvement et d'énergie établis dans chaque volume de contrôle le long de la trajectoire principale du panache comme cela peut être illustré sur la figure 5.1.

Deux types de profil à l'intérieur du panache, dans la direction perpendiculaire à la trajectoire, sont considérés :

- Un profil **uniforme** (US : *top-hat*) du panache de fumée (Mercer et Weber (1994)), pour lequel les propriétés physiques sont constantes à travers la largeur du panache et s'écrivent simplement

$$w_g = \bar{w}_g \quad (5.4)$$

$$\rho_g = \bar{\rho}_g \quad (5.5)$$

$$T_g = \bar{T}_g \quad (5.6)$$

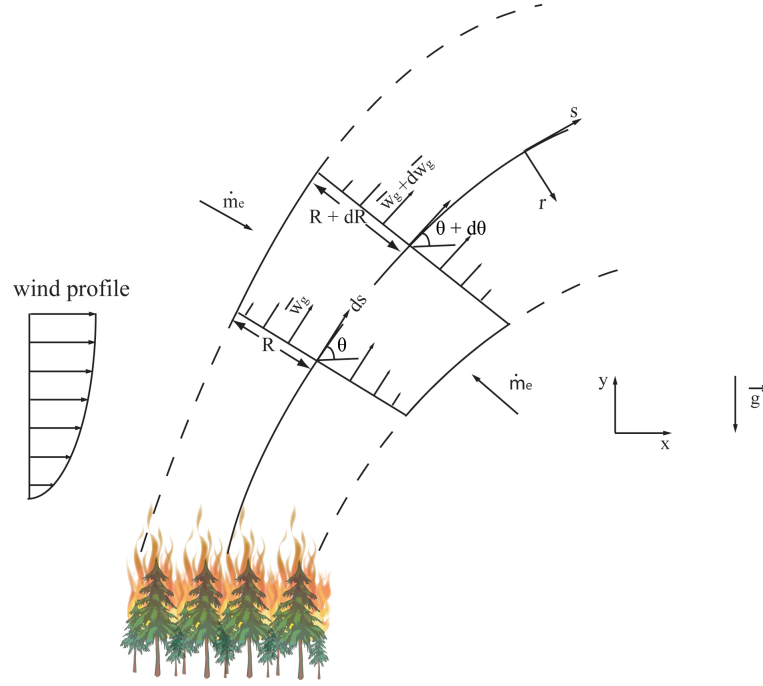


FIG. 5.1 – Volume de contrôle utilisé pour la dérivation des équations de conservation le long du panache.

- Un profil **gaussien** (Davidson (1986)), où les propriétés physiques varient à travers la largeur du panache suivant une distribution gaussienne à partir de la valeur notée « * » mesurée sur l'axe

$$w_g = U_\infty + w^* e^{-\frac{r^2}{b^2}} \quad (5.7)$$

$$\rho_g = \rho_\infty + \rho^* e^{-\frac{r^2}{\lambda^2 b^2}} \quad (5.8)$$

$$T_g = T_\infty + T^* e^{-\frac{r^2}{\lambda^2 b^2}} \quad (5.9)$$

où le paramètre λ^2 , qui peut être relié à un nombre de Prandtl ou de Schmidt turbulent, représente la propagation de la masse et de la chaleur par rapport au mouvement. La demi-largeur du panache, b , est reliée à la demi-largeur du panache sur laquelle s'applique le profil, R , par :

$$R^2 = Nb^2 \quad (5.10)$$

Dans ce qui suit, nous considérons un profil gaussien à l'intérieur du panache à partir duquel, nous le verrons, il est possible de déduire les propriétés du profil uniforme. Les variables moyennées sur la demi-largeur du panache peuvent être reliées aux variables gaussiennes à partir d'une moyenne linéique. A titre d'exemple, la vitesse moyenne du panache est donnée par

$$\bar{w}_g = \frac{1}{R} \int_0^R w_g dr \quad (5.11)$$

Ce qui entraîne, en utilisant l'expression de w_g (équation 5.7) et en effectuant l'intégration

$$w^* = (\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta) \frac{2\sqrt{N}}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\sqrt{N}\right)} \quad (5.12)$$

où erf la fonction erreur [†]. On obtient :

$$\rho^* = (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) \frac{2\sqrt{N}}{\lambda\sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}}{\lambda}\right)} \quad (5.13)$$

$$T^* = (\bar{T}_g - T_\infty) \frac{2\sqrt{N}}{\lambda\sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}}{\lambda}\right)} \quad (5.14)$$

$$(5.15)$$

L'entraînement massique de l'air ambiant dans le panache est représenté par la somme linéaire des composantes horizontales et verticales. Pour le volume de contrôle de la figure 5.1, ce flux de masse s'écrit

$$\dot{m}_e = \dot{m}_e'' ds = 2\rho_a v_e ds \quad (5.16)$$

Les équations de conservation de la masse, du mouvement suivant l'abscisse curviligne s , du mouvement suivant r (direction normale à s), et de l'énergie dans ce même volume de contrôle mènent respectivement aux expressions

$$\frac{d}{ds} \left(2 \int_0^R \rho_g w_g dr \right) = \dot{m}_e'' \quad (5.17)$$

$$\frac{d}{ds} \left(2 \int_0^R \rho_g w_g^2 dr \right) = \dot{m}_e'' U_\infty \cos\theta - 2 \int_0^R (\rho_g - \rho_\infty) g \sin\theta dr \quad (5.18)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = - \frac{\dot{m}_e'' U_\infty \sin\theta + 2 \int_0^R (\rho_g - \rho_\infty) g \cos\theta dr}{2 \int_0^R \rho_g w_g^2 dr} \quad (5.19)$$

$$\frac{d}{ds} \left(2 \int_0^R \rho_g w_g c_{p_g} T_g dr \right) = \dot{m}_e'' C_{p_g} T_\infty \quad (5.20)$$

Les équations 5.7 à 5.9 et 5.16 sont utilisées pour remplacer les propriétés gaussiennes dans les équations de conservation ci-dessus qu'on peut intégrer suivant la direction r . Après quelques réarrangements algébriques, les équations de conservation moyennées deviennent

[†]En mathématiques, la fonction d'erreur (aussi appelée fonction d'erreur de Gauss) est une fonction utilisée en analyse. Cette fonction, qui se note erf , est obtenue en intégrant la densité de la loi gaussienne $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$ que nous approchons par l'expression $1 - (((\delta_5 \tau + \delta_4) \tau + \delta_3) \tau + \delta_2) \tau + \delta_1) \tau e^{-x^2}$ avec $\tau = \frac{1}{1+\delta_0 x}$, $\delta_0 = 0.3275911$, $\delta_1 = 0.254829592$, $\delta_2 = -0.284496736$, $\delta_3 = 1.421413741$, $\delta_4 = -1.453152027$, et $\delta_5 = 1.061405429$, tirée de la table 7.1 de Abramowitz et Stegun (1972). On peut noter que $\operatorname{erf}(0) = 0$ et $\operatorname{erf}(\infty) = 1$.

$$\frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g b \bar{w}_g + (A_0 - 1)(\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta)(\bar{\rho}_g - \rho_\infty) \} = \rho_\infty v_e \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g b \bar{w}_g^2 + (A_1 - 1)\rho_\infty b(\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta)^2 + (\bar{\rho}_g - \rho_\infty)b[(A_2 - A_0)(\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta)^2 \\ + (A_0 - 1)(\bar{w}_g^2 - U_\infty^2 \cos^2\theta)] \} = \rho_\infty v_e U_\infty \cos\theta - b g \sin\theta (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = - \frac{\rho_\infty v_e U_\infty \sin\theta + b g \cos\theta (\bar{\rho}_g - \rho_\infty)}{\{ \}} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g b \bar{w}_g \Delta T + (A_0 - 1)\rho_\infty b \Delta T (\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta) + (A_3 - 1)(\bar{\rho}_g - \rho_\infty) b \Delta T U_\infty \cos\theta \\ + (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) b (\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta) [(A_4 - 1)\bar{T}_g - (A_4 - A_0)T_\infty] \} \\ = T_\infty \frac{d}{ds} [(A_0 - 1)b(\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta)(\bar{\rho}_g - \rho_\infty)] - \bar{\rho}_g b \bar{w}_g \frac{dT_\infty}{dy} \sin\theta \end{aligned} \quad (5.24)$$

avec $A_0 = \frac{2\sqrt{N}}{\sqrt{\pi}\sqrt{\lambda^2+1}} \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}\sqrt{\lambda^2+1}}{\lambda}\right)}{\operatorname{erf}(\sqrt{N})\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}}{\lambda}\right)}$, $A_1 = \frac{\sqrt{2N}}{\sqrt{\pi}} \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{2N})}{\operatorname{erf}^2(\sqrt{N})}$, $A_2 = \frac{4N}{\pi\sqrt{2\lambda^2+1}} \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}\sqrt{2\lambda^2+1}}{\lambda}\right)}{\operatorname{erf}^2(\sqrt{N})\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}}{\lambda}\right)}$,
 $\Delta T = \bar{T}_g - T_\infty$, $A_3 = \frac{A_1}{\lambda}$ et $A_4 = \frac{A_2}{\lambda}$.

Le dénominateur du membre de droite de l'équation 5.23 est identique au terme entre crochets se trouvant dans le membre de gauche de l'équation 5.22.

En accord avec Davidson (1986) et Mercer et Weber (1994), l'hypothèse d'une vitesse d'entraînement d'air à deux termes est retenue pour les profils uniforme et gaussien. La vitesse d'entraînement s'écrit :

$$v_e = N\alpha (\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta) + \beta U_\infty \sin\theta \quad (5.25)$$

avec $\alpha = 0.057$, $\beta = 0.5$.

Le modèle de panache inclut les relations cinématiques

$$dx = ds \cos\theta \quad (5.26)$$

$$dy = ds \sin\theta \quad (5.27)$$

ainsi qu'une loi des gaz parfaits basée sur la simple approximation que la pression à l'intérieur du panache est égale à la pression ambiante au niveau de l'axe du panache. Sous cette dernière hypothèse et en utilisant les équations 5.8-5.9, et 5.13-5.14, la masse volumique moyenne à travers la largeur du panache peut être reliée à la température moyenne par la relation

$$\bar{\rho}_g = \rho_\infty \frac{T_\infty - A_5 (T_\infty - \bar{T}_g)}{\bar{T}_g - A_5 (T_\infty - \bar{T}_g)} \quad (5.28)$$

où $A_5 = \frac{2\sqrt{N}}{\lambda\sqrt{\pi}\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{N}}{\lambda}\right)} - 1$

Finalement, les composantes de la vitesse des gaz suivant les directions x et y se déduisent de $u_{gx} = w_g \cos\theta$ et $u_{gy} = w_g \sin\theta$.

Le calcul du panache consiste à résoudre les sept équations (5.21-5.25; 5.26-5.27) pour les sept variables $\bar{\rho}_g$, \bar{w}_g , \bar{T}_g , b , θ , x , et y le long de la trajectoire du panache et soumises à des conditions

initiales spécifiques que nous préciserons par la suite. Les constantes A_0 à A_5 ne dépendent que de λ et N . Mercer et Weber (1994) et Davidson (1986) préconisent $N = 2$ et $\lambda = 1$.

Les propriétés du profil uniforme se déduisent aisément de celles du profil gaussien en posant $A_0 = A_1 = A_2 = A_3 = A_4 = 1$ et $A_5 = 0$.

5.2 Etude de sensibilité du panache au profil de vent et à la stratification atmosphérique

Dans la section 5.1, nous avons vu les différentes possibilités qui s'offrent à nous afin de modéliser de façon la plus réaliste possible les conditions de vent et atmosphérique auxquelles est soumis un panache de fumée au-dessus d'un feu en ligne. Cette partie va nous permettre d'identifier l'approche la plus appropriée au phénomène de sautes.

La figure 5.2 montre différents panaches pour un feu de $30 MW m^{-1}$ soumis à un vent de $11.17 m s^{-1}$ calculés à partir des modèles précédents, uniforme et gaussien.

- Pour le premier panache (figure 5.2a), qui fait office de cas de référence, le vent latéral est uniforme, l'atmosphère est neutre, et les propriétés physiques sont constantes à travers la largeur du panache.
- Un profil de vent non uniforme, en loi puissance, plus réaliste est considéré dans notre deuxième cas de panache (figure 5.2b). La différence majeure entre les deux profils de vent est la hauteur d'extension du panache de fumée. Avec un profil de vitesse en loi puissance, le panache de fumée est plus compacte et considérablement plus allongé qu'avec un profil de vitesse uniforme, où les propriétés physiques ont tendance à retrouver moins rapidement celles du gaz ambiant. A titre d'exemple, au centre du panache et à $x = 1000 m$, on constate une différence de vitesse le long de la trajectoire de plus de $5 m s^{-1}$, ce qui peut affecter le transport et la combustion des brandons qui s'y trouvent.
- Lorsqu'on travaille sur de grandes échelles comme c'est le cas pour l'étude des brandons, où le panache peut atteindre plusieurs centaines de mètres, l'hypothèse d'une atmosphère neutre n'est plus justifiée. C'est pour cela que la modélisation de la stratification de l'atmosphère s'impose (figure 5.2c). Loin de la source, la trajectoire du panache tend à s'incurver et l'angle d'inclinaison devient faible au-delà de 2000 m en avant du front. La température du gaz à l'intérieur du panache est nettement plus faible que pour le cas sans stratification (figure 5.2a). En effet, à 1000 m en avant du front, la température au centre ($y \approx 630 m$) est légèrement supérieure à 293 K, alors que pour le cas non stratifié, approximativement à la même position, la température du gaz dépasse 302.5 K, ce qui paraît irréaliste.
- Dans la figure 5.2d : un profil de vent latéral non uniforme et une stratification de la température ambiante sont considérés. De plus, on suppose un profil gaussien à travers la largeur du panache.

La nécessité de tenir compte à la fois d'un profil de vent non uniforme, de la stratification de l'atmosphère, et d'un profil gaussien des propriétés physiques à l'intérieur du panache nous a conduit à retenir ce dernier panache pour la suite du travail.

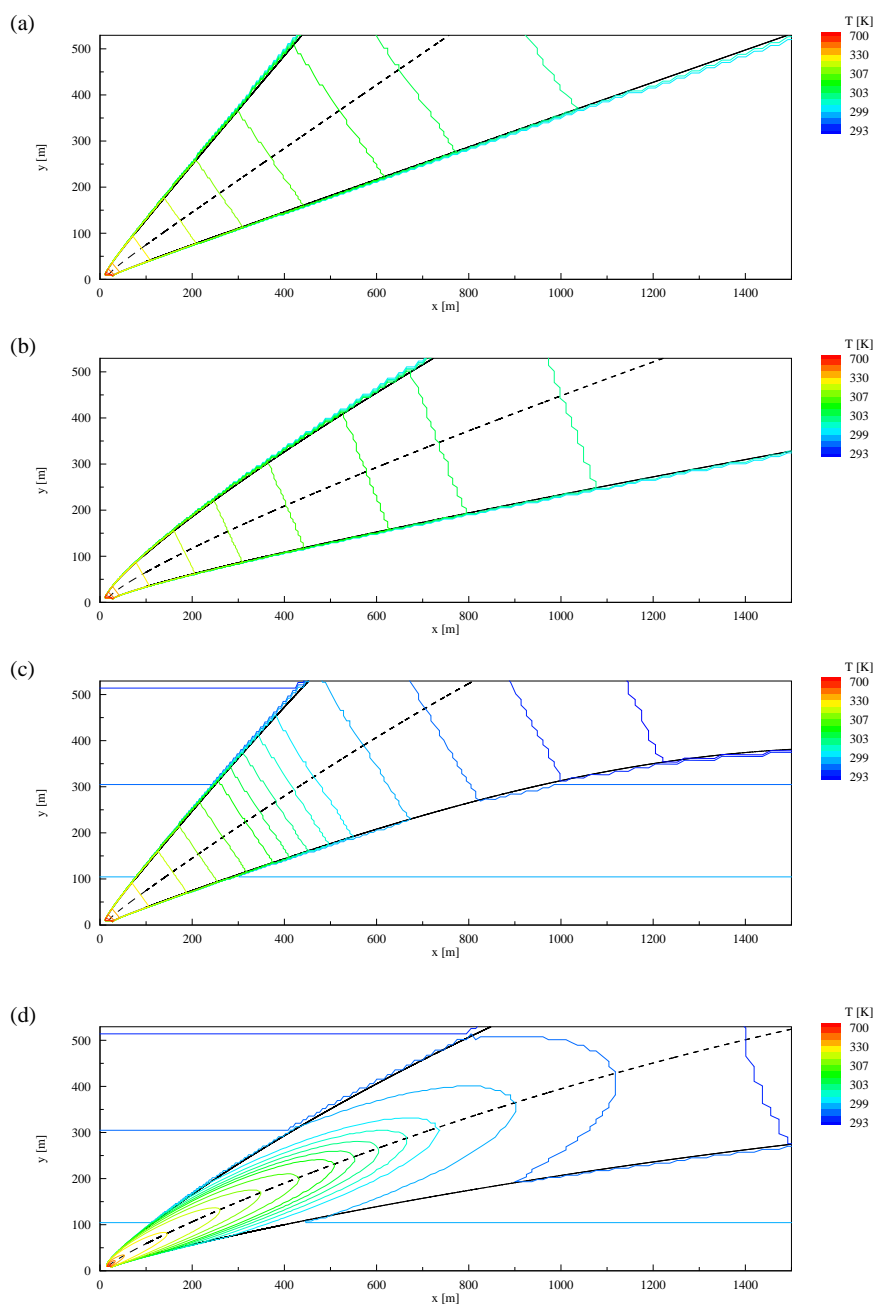


FIG. 5.2 – Comparaison de différents panaches de fumée : (a) profil de vent uniforme, stratification neutre de l'atmosphère, profil uniforme des propriétés physiques à l'intérieur du panache. (b) profil de vent en loi puissance, stratification neutre de l'atmosphère, profil uniforme des propriétés physiques à l'intérieur du panache. (c) profil de vent uniforme, stratification stable de l'atmosphère, profil uniforme des propriétés physiques à l'intérieur du panache. (d) profil de vent en loi puissance, stratification stable de l'atmosphère, profil gaussien des propriétés physiques à l'intérieur du panache. $I = 30 \text{ MW m}^{-1}$ et $U_{wind} = 11.17 \text{ m s}^{-1}$.

Chapitre 6

Transport et combustion de brandons émis par un feu de végétation en ligne

Ce chapitre est dédié à l'analyse des résultats portant sur le transport et la combustion de brandons émis depuis un front de feu en ligne.

6.1 Elaboration du panache de fumée

Nous avons calculé exactement vingt quatre solutions de panache convectif qui correspondent à des conditions de feu et de vent que l'on peut rencontrer dans les écosystèmes méditerranéens :

- quatre intensités de feu : 10, 20, 30 et 40 MW m⁻¹ ;
- six vitesses de vent : 6.70, 8.94, 11.17, 13.41, 15.64 et 17.88 m s⁻¹ qui correspondent respectivement à 15, 20, 25, 30, 35 et 40 mi h⁻¹ lorsqu'il s'agit de reprendre les unités utilisées par Albini (1979).

Pour de rares cas étudiés où le régime de l'écoulement est gouverné par le vent (nous verrons plus loin qu'il s'agit d'écoulements où le nombre de Froude est très grand devant l'unité), le panache de fumée se retrouve en fait quasiment incliné à l'horizontale et donc couché au sol. Dans la mesure où ne prenons pas en compte l'interaction du panache avec la végétation, il a été décidé de ne pas prendre en considération ces écoulements.

Pour chacun des panaches convectifs, la solution requiert des conditions initiales pour :

- l'inclinaison du panache avec l'horizontale θ ,
- la distribution gaussienne de la température, la vitesse, et la masse volumique sur la largeur du panache,
- la température moyenne est fixée à $\bar{T}_{g0} = 900 K$,
- à l'aide d'une approximation du premier ordre, la chaleur spécifique moyenne du gaz est prise égale à celle de l'air à \bar{T}_{g0} , ce qui donne $c_{pg} = 1121 kJ kg^{-1} K^{-1}$

La demi-largeur de la base du panache, $2b_0$, et la vitesse moyenne initiale issue de la distribution gaussienne sur la largeur du panache, \bar{w}_{g0} , sont reliées par la définition de l'intensité du feu, I [MW m⁻¹] :

$$I = 2b_0\bar{w}_{g0}c_{pg}\bar{\rho}_{g0}(\bar{T}_{g0} - \bar{T}_{\infty}) \quad (6.1)$$

qui nous mène à

$$2b_0\bar{w}_{g0} = I/0.425 \quad (6.2)$$

L'ensemble des gaz qui sortent du panache est supposé monter initialement verticalement avec une vitesse qui est approximativement de l'ordre de 12 m s^{-1} au centre du panache. Cette valeur est estimée à partir des prédictions du modèle physique de feu de forêt 3D développé dans la partie II. Ainsi à l'aide des équations 5.7 et 5.12, et avec les conditions $r = 0$ et $\theta_0 = \pi/2$, on peut en déduire la vitesse initiale moyenne de la distribution gaussienne. Ce qui donne très exactement $\bar{w}_{g0} = 7 \text{ m s}^{-1}$. L'équation 6.2 permet d'obtenir le tableau suivant qui résume les valeurs de la largeur initiale du panache en fonction de l'intensité du feu choisie

I [$MW m^{-1}$]	10	20	30	40
b_0 [m]	1.68	3.36	5.04	6.72

TAB. 6.1 – Largeur initiale du panache au-dessus de la zone de combustion en fonction de l'intensité du feu

Les calculs réalisés nous ont permis d'obtenir les propriétés thermiques de chacun des panaches 2D convectifs désirés à l'aide d'un maillage non uniforme couvrant un large domaine de $10 \times 1.7 \text{ km}^2$.

Pour résumer, on a extrait localement en chaque nœud du maillage :

- les composantes de la vitesse du gaz : u_{gx} , u_{gy} ;
- les grandeurs scalaires du gaz : la masse volumique ρ_g , la température T_g .

Méthodes de calcul pour le suivi lagrangien

Le suivi lagrangien des brandons depuis leur émission jusqu'à leur disparition ou leur arrivée au sol est ensuite effectué en résolvant les équations du modèle de combustion (chapitre 1) et celles du modèle aérodynamique (chapitre 2).

Pour la résolution du suivi des particules, il est nécessaire de se doter des propriétés du gaz ambiant qui les entoure, i.e. que les propriétés de l'écoulement stationnaire doivent être logiquement estimées à l'endroit où se trouvent ces particules. L'annexe A résume la façon dont on réalise l'interpolation des propriétés gazeuses entre les nœuds du volume de contrôle 2D (on réalise l'interpolation sur une seule face puisque l'écoulement est bidimensionnel).

Ces brandons en forme de disque ont un rapport d'aspect compris entre 0.005 et 0.075. Ils sont générés aléatoirement sur toute la largeur de la base du panache. Leur vitesse initiale est également obtenue de façon aléatoire entre la valeur nulle et la vitesse du gaz au point d'émission de la particule.

Les propriétés physiques de ces brandons ont été prises aléatoirement entre

- 50 et 300 kg m^{-3} pour leur masse volumique ;
- 4 et 10 cm pour leur diamètre ;
- 1 et 3 mm pour leur épaisseur ;
- 0 et 180° pour leur angle d'incidence.

Les autres propriétés des brandons sont résumées dans le tableau 1.1.

6.2 Etude du comportement aérodynamique et thermique des brandons en forme de disque

Il ne faut en aucun cas oublier l'intérêt majeur de cette étude qui consiste en la connaissance de l'état des brandons au sol, de leur température, de leur taille et de leur masse volumique.

Pour cela il est indispensable de suivre l'histoire de ces brandons, depuis leur émission jusqu'à leur chute au sol ou à leur disparition au sol.

Nous simulons tout d'abord les trajectoires de quelques brandons dans un feu de végétation d'intensité de 30 MW m^{-1} soumis à un vent de 11.17 m s^{-1} . La figure 6.1 propose un tracé pour une soixantaine de particules dans le panache de fumée provenant d'un feu en ligne d'une intensité de 30 MW m^{-1} et soumis à un vent de 11.17 m s^{-1} . Nous pouvons noter que les échelles des différents axes des figures 6.1a et 6.1b ne sont pas identiques. Concernant la figure 6.1a, les trajectoires sont superposées au champ de vitesses verticales du panache. Dans la figure 6.1b, il s'agit du champ de température du gaz qui est représenté.

Ces particules enflammées partent d'une position calculée aléatoirement sur la largeur de la canopée. Si elles possèdent suffisamment d'inertie, i.e si elles sont prises par les courants ascendants du panache de fumée, les brandons montent haut dans le panache, la plupart du temps jusqu'à son sommet, et ensuite sortent du panache en gardant une trajectoire balistique pour atterrir loin en avant du feu. Ceci n'est évidemment valable que pour quelques particules car la plupart des particules semble tomber relativement près de la végétation en feu. On verra dans la section suivante que cette analyse s'avère exacte.

6.2.1 Suivi de l'histoire thermique de trois particules au destin bien différent

On va tout d'abord s'attarder sur l'histoire de trois particules numérotées de (1) à (3) sur la figure 6.1. Pour cela, on s'appuie sur trois figures qui illustrent le comportement de ces trois brandons. La figure 6.2 représente l'évolution au cours du temps (a) de leur diamètre; (b) de leur masse volumique; et (c) de leur température de surface.

La phase de pyrolyse peut durer un peu plus d'une minute (figure 6.2). Comme on pouvait s'y attendre, le diamètre diminue très peu (1 % tout au plus) (figure 6.2a) durant cette phase. Quant à la masse volumique des brandons, elle suit une décroissance exponentielle (figure 6.2b), en accord avec l'expression du taux de perte massique due à la pyrolyse (équation 1.6), et ce, jusqu'à ce que tous les gaz de pyrolyse en soient extraits. La fin de la pyrolyse est marquée par le critère de facteur de conversion de résidu carbonneux qui est dépendant du type de bois. Ici pour l'espèce de bois considérée, le pin ponderosa, on a $\nu_c = 0.39$ (figure 6.2b). Une fois la pyrolyse achevée, seule le résidu carbonneux formé va continuer à s'oxyder avec un comportement très linéaire de l'évolution du diamètre (brandons n°2-3). La chaleur libérée par cette réaction hétérogène, dont une partie retourne à la particule, ne compense pas les pertes radiatives et convectives. Ce qui explique la chute brutale de la température de surface ($\approx 500 \text{ K}$ en moins de 30 s) des brandons n°2 et n°3 (figure 6.2c).

Par la suite, la chaleur produite par la réaction de combustion permet d'équilibrer les pertes thermiques d'où cette phase *plateau* qui peut durer plusieurs minutes. Cette phase *plateau* dure environ 200 s pour le brandon n°2 avec une température moyenne de 450 K. Pour le brandon n°3, cette phase n'est pas complètement achevée lorsqu'il tombe au sol ($t \approx 330 \text{ s}$).

La température mesurée à la surface du brandon n°2 subit une remontée avant qu'il ne disparaisse totalement en vol, comme cela est montré clairement sur la figure 6.2c. Ceci est dû à l'augmentation brutale du taux de réaction du résidu carbonneux qui est inversement proportionnel au diamètre de la particule.

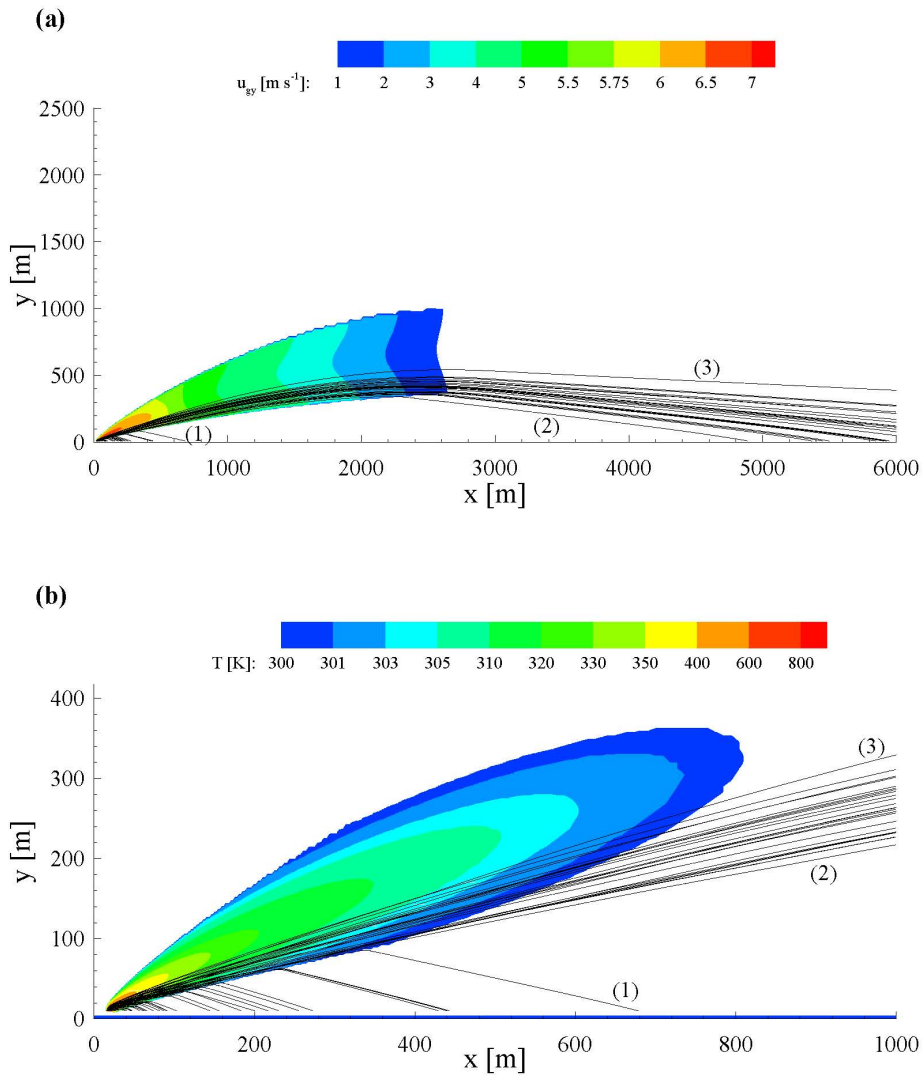


FIG. 6.1 – (a) Trajectoires de brandons émis depuis la canopée superposées aux champs de vitesses verticales; (b) aux champs de température, du panache d’un feu d’intensité de 30 MW m^{-1} . La vitesse du vent est de 11.17 m s^{-1} . Les brandons n°1-3 ont des propriétés physiques générées aléatoirement.

6.2.2 Masse restante au sol

Lorsqu’un brandon en forme de disque est en cours de pyrolyse, l’avancement du front de pyrolyse se fait suivant l’épaisseur. L’épaisseur des brandons émis, même par un feu d’une grande intensité, étant relativement faible (les retours d’expérience montrent qu’elle ne dépasse que très rarement 5 mm), les résultats du modèle montrent que la pyrolyse se déroule en régime de transfert de chaleur thermiquement fin.

Une analyse adimensionnelle de l’équation de l’énergie (équation 1.12) montre que le temps

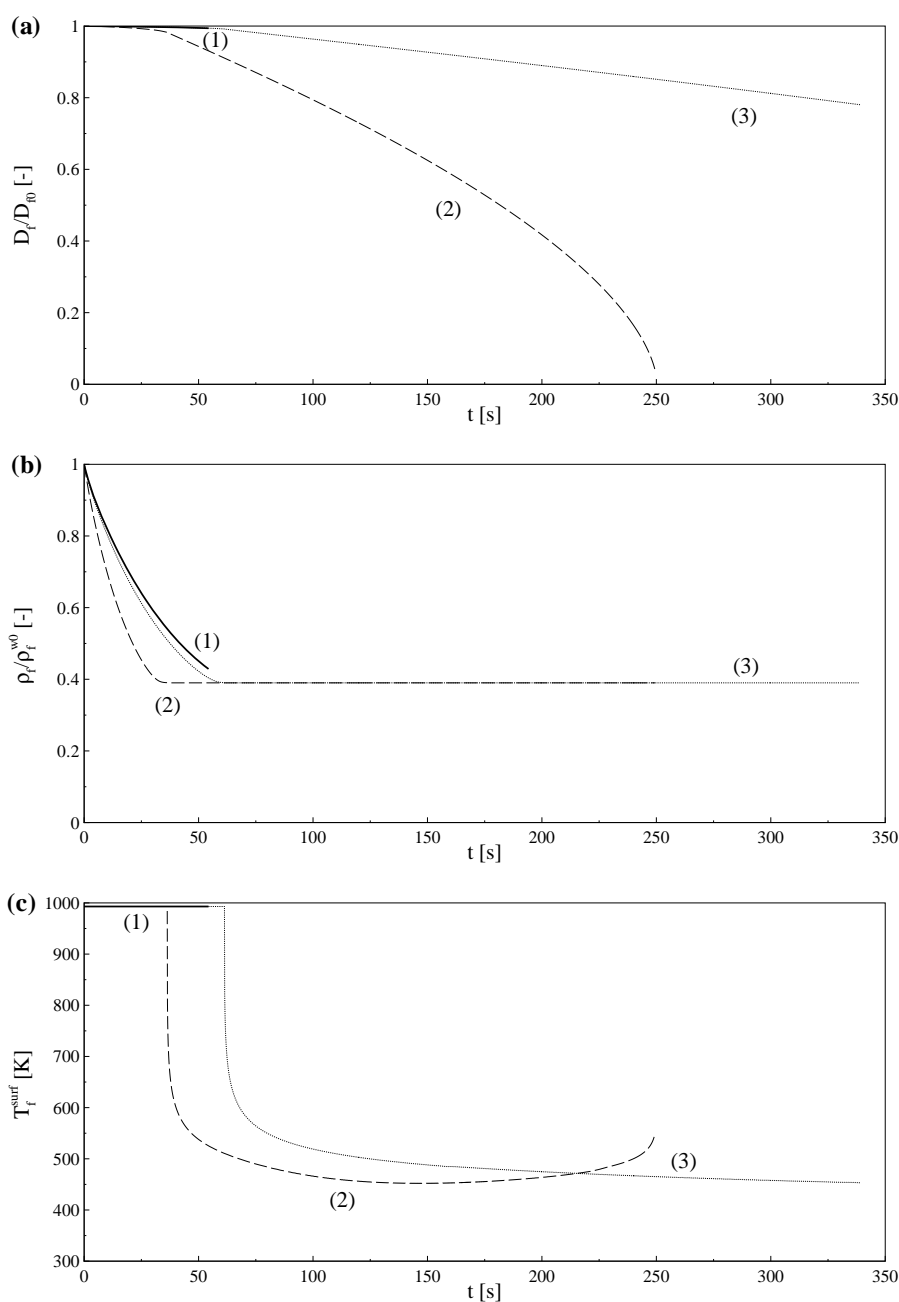


FIG. 6.2 – Evolution temporelle (a) du diamètre restant ; (b) de la masse volumique restante ; et (c) de la température de la surface, pour trois brandons aux histoires différentes : (1) tombe enflammé au sol, (2) brûle en vol, (3) tombe au sol à l'état de braise. L'intensité du feu est de 30 MW m^{-1} , la vitesse du vent est de 11.17 m s^{-1} . Le diamètre et la masse volumique de la particule sont adimensionnés par leur valeur initiale.

caractéristique de pyrolyse est proportionnel au produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ qui traduit le rapport de la masse de la particule sur sa surface. Comme cela va être montré par la suite, ce paramètre est important puisqu'il caractérise le rapport entre les forces gravitationnelles et les forces aérodynamiques qui

agissent sur la particule.

En ce qui concerne le temps caractéristique d'oxydation du résidu charbonneux, l'analyse faite dans la section 4.2 reste valable dans la mesure où le nombre de Reynolds basé sur la vitesse relative reste important, typiquement supérieur (figure 6.3a) et que le groupement $R_f^{char} S_{ox} \|\mathbf{u}_{rel}\|^{1/2}$ est pratiquement constant dans le temps (figure 6.3b).

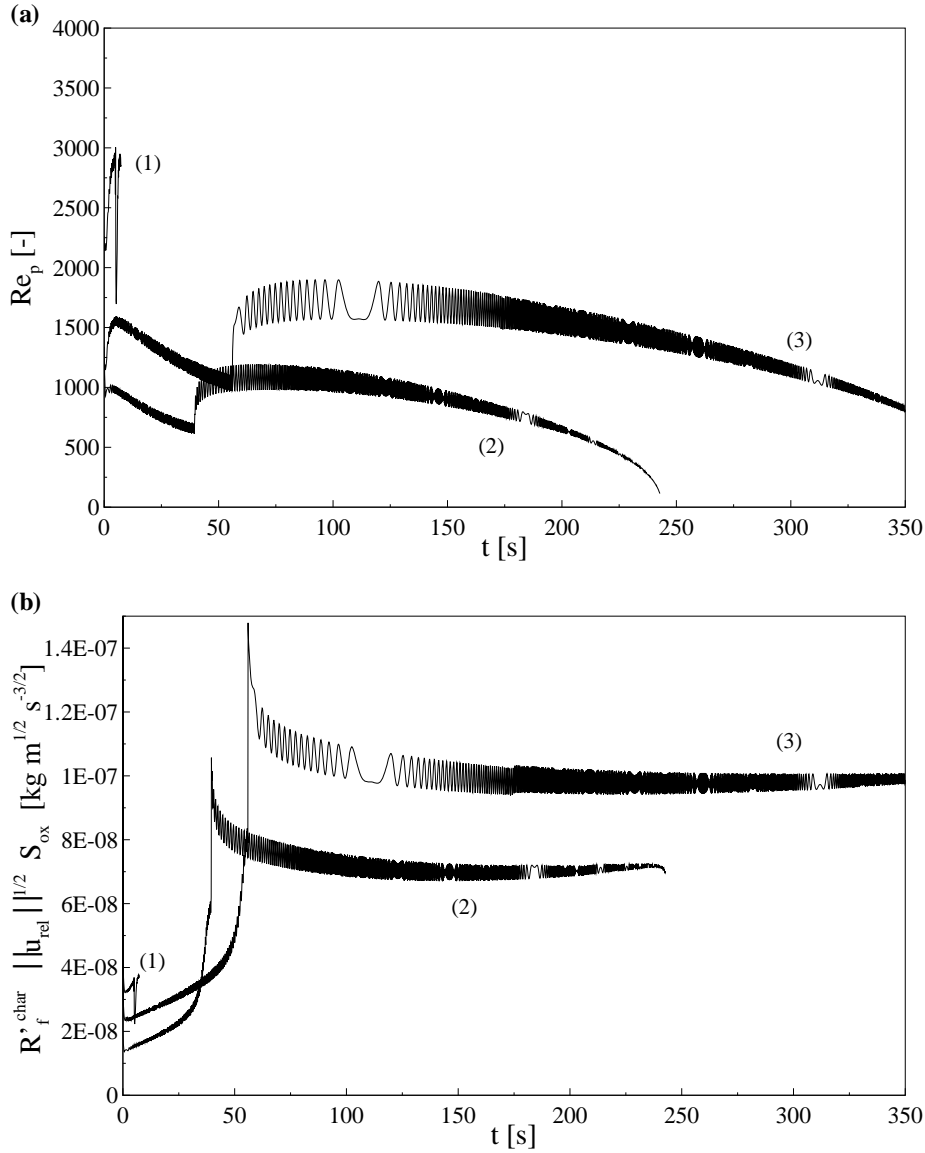


FIG. 6.3 – (a) Evolution temporelle du nombre de Reynolds, et (b) du produit $R_f^{char} S_{ox} \|\mathbf{u}_{rel}\|^{1/2}$

Le temps caractéristique d'oxydation du résidu charbonneux reste proportionnel à $\rho_f^{w0} D_f^{5/3} \tau_f^{-1/6}$, terme dont nous nous servons pour normaliser le temps de vol des brandons.

La figure 6.4 montre que la masse restante normalisée M_{final}/M_0 des brandons qui tombent au sol alors qu'ils sont encore enflammés (*flaming state*) est une fonction exponentielle du temps

de vol normalisé par le produit $\rho_f^{w0}\tau_f$

$$M_{final}/M_0 = 0.9697e^{-0.0045\frac{t_{vol}}{\rho_f^{w0}\tau_f}} \quad (6.3)$$

Concernant les brandons qui sont entièrement à l'état de résidu carbonneux (le processus de pyrolyse est alors complètement achevé), la masse restante normalisée est une fonction linéaire du temps de vol normalisée par le produit $\rho_f^{w0}D_{f0}^{5/3}\tau_f^{-1/6}$

$$M_{final}/M_0 = -2.2113 \times 10^{-3} \frac{t_{vol}}{\rho_f^{w0}D_{f0}^{5/3}\tau_f^{-1/6}} + 0.3622 \quad (6.4)$$

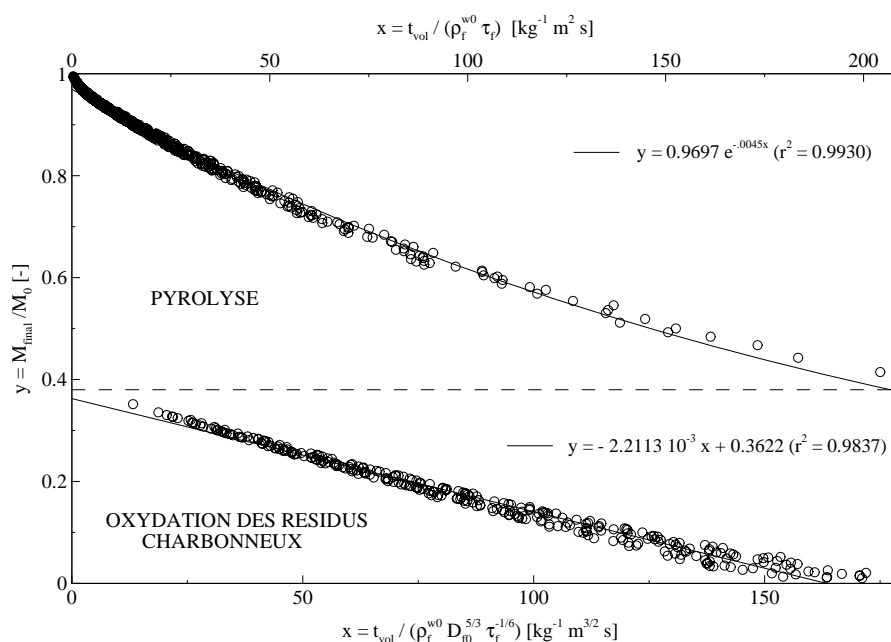


FIG. 6.4 – Fraction de la masse restante en fonction du temps de vol normalisée par le produit $\rho_{w0}\tau_f$ pour les brandons arrivant enflammés au sol (partie supérieure) ou par le produit $\rho_f^{w0}D_f^{5/3}\tau_f^{-1/6}$ pour ceux arrivant totalement à l'état de résidu carbonneux (partie inférieure).

Il est important de préciser que tous les symboles qui apparaissent sur la figure 6.4 sont un ensemble de résultats provenant de différents types de panache de fumées (diverses intensités de feu et vitesses de vent).

Par conséquent, ces deux relations sont en excellent accord avec celles obtenues dans le chapitre 4 relatives à l'étude du transport de brandons dans le panache convectif d'un groupe d'arbres en feu. Cela montre l'universalité de ces relations sur la masse restante que possède un brandon au sol, qu'il soit émis par un groupe d'arbres en feu ou un feu en ligne.

6.2.3 Critère pour qu'une particule tombe au sol

Il paraît relativement important de savoir si un brandon quelconque, pris par les forces de flottabilité de l'écoulement, est capable d'atterrir ou bien de brûler en plein vol. Pour cela,

on tient à savoir s'il existe un critère faisant intervenir les caractéristiques de la particule. La première intuition est de prendre en considération le produit $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$, caractéristique de l'oxydation du résidu charbonneux. L'importance de ce paramètre est illustré au travers de

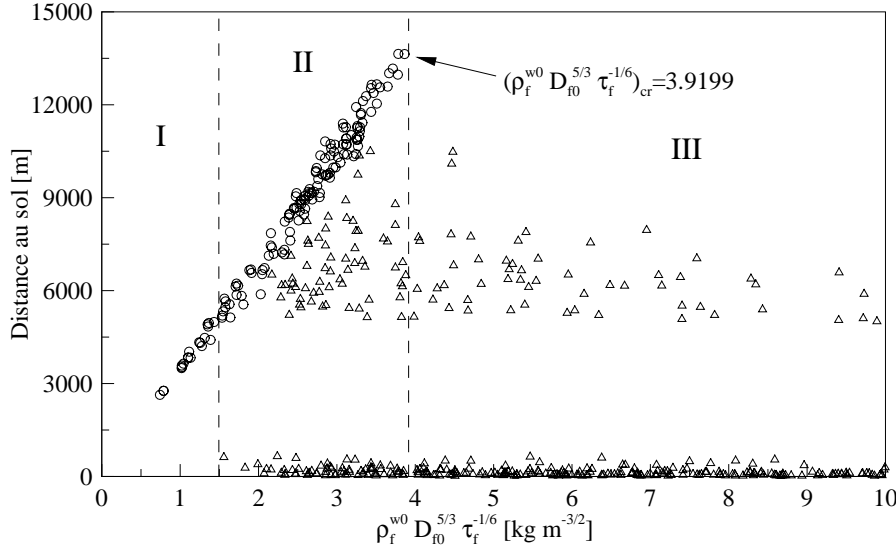


FIG. 6.5 – Distance parcourue en fonction du paramètre $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$ pour $\nu_f^c = 0.39$ et une intensité de feu de 30 MW m^{-1} et une vitesse de vent de 11.17 m s^{-1}

la figure 6.5 qui représente la distance parcourue par un millier de particules et mesurée à la hauteur de la cime des arbres ($y = 10 \text{ m}$). Il y apparaît trois régions phénoménologiquement différentes : la région *I* regroupe uniquement des brandons qui brûlent en vol pour lesquels $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6} < 1.5574 \text{ kg m}^{-4/3}$, la région *III* qui concerne seulement des brandons qui tombent au sol ($\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6} > 3.9199 \text{ kg m}^{-4/3}$), et entre les deux, une région intermédiaire (région *II*). Dans cette région, les brandons correspondant peuvent parcourir quelques centaines de mètres ou bien aller au-delà de $5\,000 \text{ m}$, et ceci dépend de leur position d'émission (les brandons situés au centre de la canopée ont tendance à traverser une plus longue distance).

Pour ce cas présent, la valeur $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6} = 1.2454 \text{ kg m}^{-4/3}$ peut être considérée comme la valeur critique, au-delà de laquelle tous les brandons tombent au sol, qu'ils soient enflammés, à l'état de braises, ou même éteints. On verra par la suite qu'il existe une relation entre l'état des brandons au sol et leurs caractéristiques. Cette valeur critique $(\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6})_{cr}$ est établie pour $\nu_f^c = 0.39$, $A_p = 725 \text{ s}^{-1}$, et $T_p = 6899 \text{ K}$, valeurs spécifiques pour le pin ponderosa (Grishin (1997)).

Il est intéressant de noter que la valeur critique de $\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$, qui correspond à la transition entre les particules qui brûlent en vol et celles qui arrivent à rejoindre le sol, dépend du type de bois, de l'intensité du feu et des conditions de vent. Pour être plus précis concernant l'espèce du bois, elle dépend essentiellement de la proportion de résidu charbonneux $\nu_f^c = 0.39$, mais aussi d'autres paramètres comme le facteur pré-exponentiel A_p et la température d'activation T_p de la réaction de pyrolyse.

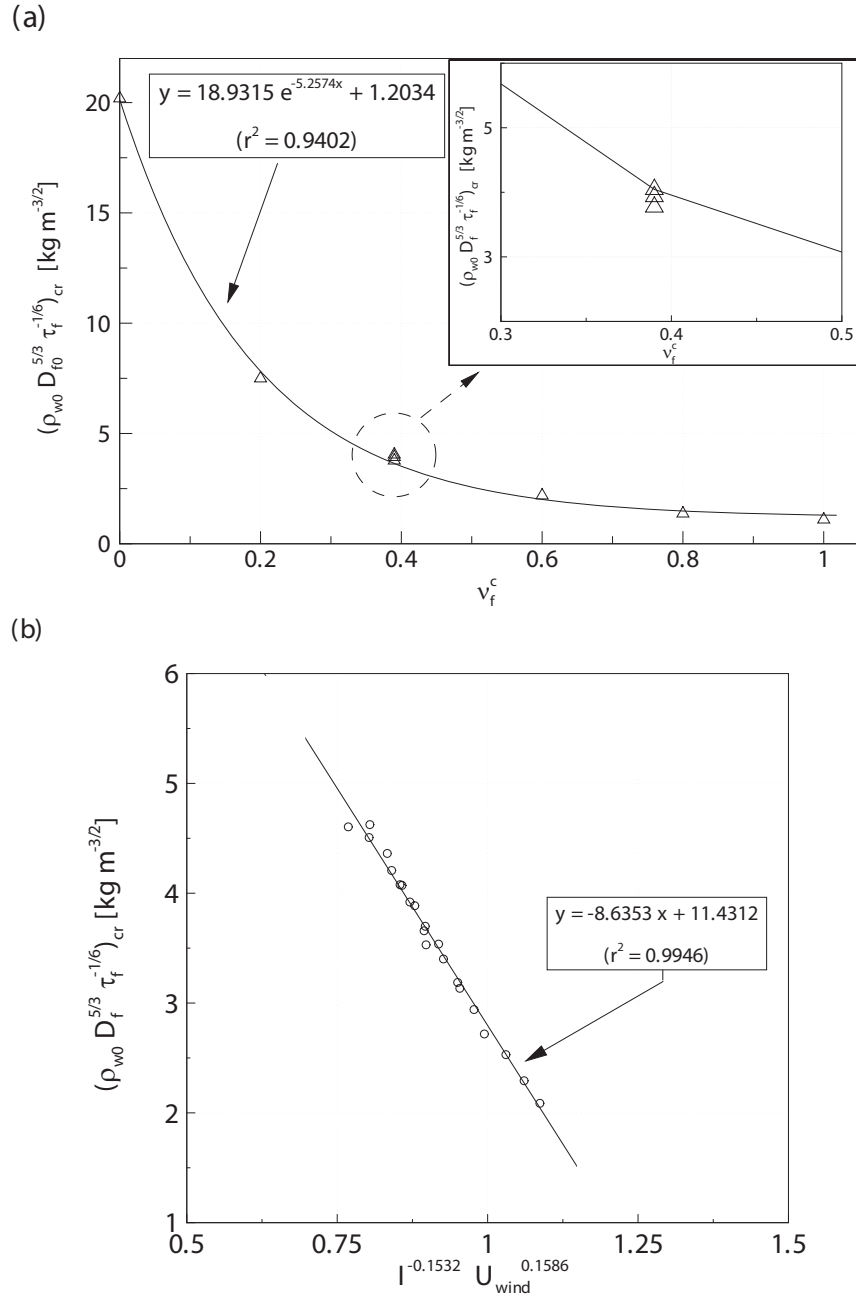


FIG. 6.6 – Valeur critique du paramètre d’extinction du brandon $(\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6})_{cr}$ en fonction : (a) de ν_f^c , et (b) des puissances de I et de U_{wind} pour $\nu_f^c = 0.39$.

La figure 6.6a montre que pour un feu en ligne de 30 MW m^{-1} et une vitesse de vent de 11.17 m s^{-1} , la valeur critique décroît de façon exponentielle avec ν_f^c

$$\left(\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}\right)_{cr} = 18.9315 e^{-5.2574 \nu_f^c} + 1.2034 \quad (6.5)$$

Concernant l’influence des paramètres thermocinétiques de la réaction de pyrolyse dans l’évalua-

tion du terme $\left(\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}\right)_{cr}$, on montre qu'une variation de la température d'activation de $\pm 20\%$ par rapport à $T_p = 6899\text{ K}$ pour la valeur de $\nu_f^c = 0.39$ conduit à un écart relatif par rapport à la valeur standard inférieur 5%. On peut conclure que la valeur critique $\left(\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}\right)_{cr}$ n'est que peu sensible aux paramètres thermocinétiques.

Cependant, pour une valeur fixe de proportion de résidu carbonneux dans le brandon, *e.g.* 0.39 pour l'écorce de pin ponderosa (Grishin (1997)), cette valeur critique dépend de l'intensité du feu et de la vitesse du vent (figure 6.6b). Elle s'exprime de la façon suivante :

$$\left(\rho_f^{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}\right)_{cr} = -8.6353I^{-0.15}U_{wind}^{0.16} + 11.4312 \quad (6.6)$$

6.3 Distribution au sol des brandons

Les résultats de l'analyse montrent que, selon la valeur de la proportion de charbon dans la particule, la distribution au sol des brandons présente soit un comportement simple soit un comportement bi-modal, quelque soit l'intensité du feu et la vitesse du vent. La figure 6.7 présente la distribution au sol de brandons pris dans un panache de fumée au-dessus d'un feu en ligne de 30 MW m^{-1} soumis à un vent de 11.17 m s^{-1} pour des brandons ayant une teneur en résidu carbonneux : (a) $\nu_f^c = 0$, (b) $\nu_f^c = 0.39$, et (c) *particule initialement à l'état de braise*.

Pour le cas $\nu_f^c = 0.39$ (figure 6.7b), sur les 10 000 brandons lancés, 5 311 arrivent au sol, les autres ont brûlé en vol ou bien sont retombées à l'intérieur de la canopée. Une distribution bi-modale est obtenue. La première partie de la distribution concerne des brandons à *courte distance* qui arrivent au sol à des distances typiquement inférieures à 1000 m. Cela regroupe 72.38% des 5 311 particules qui tombent au sol et plus de 99% d'entre elles y arrivent encore enflammées. Il est crucial de suivre ces brandons car ils ont une plus forte propension à générer des sautes de feu (Manzello *et al.* (2005)).

La seconde distribution correspond aux brandons à *longue distance*, qui parcourent ici plus de 4500 m. Elle présente un comportement quasi poissonnien avec un maximum aux alentours de 6100 m. 27.62% des brandons au sol appartiennent à cette distribution et les résultats prouvent qu'ils arrivent au sol incandescents, à l'état de braise. Pour le cas présent, la température maximale des particules incandescentes au sol est d'environ 550 K et seulement 3.26% d'entre eux ont une température supérieure à 500 K. Ces températures peuvent cependant varier en fonction de la valeur choisie pour α_c (équation 1.14), qui n'est autre que la fraction d'énergie provenant de l'oxydation du résidu carbonneux et qui est restituée à la particule. La faible température de ces brandons combinée avec leur très petite masse restante (figure 6.4) diminuent leur potentiel de sautes de feu.

Une analyse adimensionnelle de l'équation de conservation du mouvement de la particule (équation 2.16) suggère que la transition entre les deux régimes peut être directement relié au produit $\rho_f^{w0} \tau_f$. Cela paraît logique puisque ce paramètre, rapport entre la masse et la surface du brandon, relie les forces aérodynamiques aux forces gravitationnelles et par conséquent, a une influence sur la distance au sol. En outre, puisque ce paramètre contient l'épaisseur de la particule, il traduit la transition entre la phase où les processus de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux sont concomitants et celle où seul le processus d'oxydation a lieu. Cette transition, avec le changement de la température de surface qui en découle, engendre une variation plus ou moins brusque du nombre de Reynolds relatif. Cela affecte les forces aérodynamiques qui agissent sur la particule, qui au final engendrent ce phénomène de distribution bi-modale

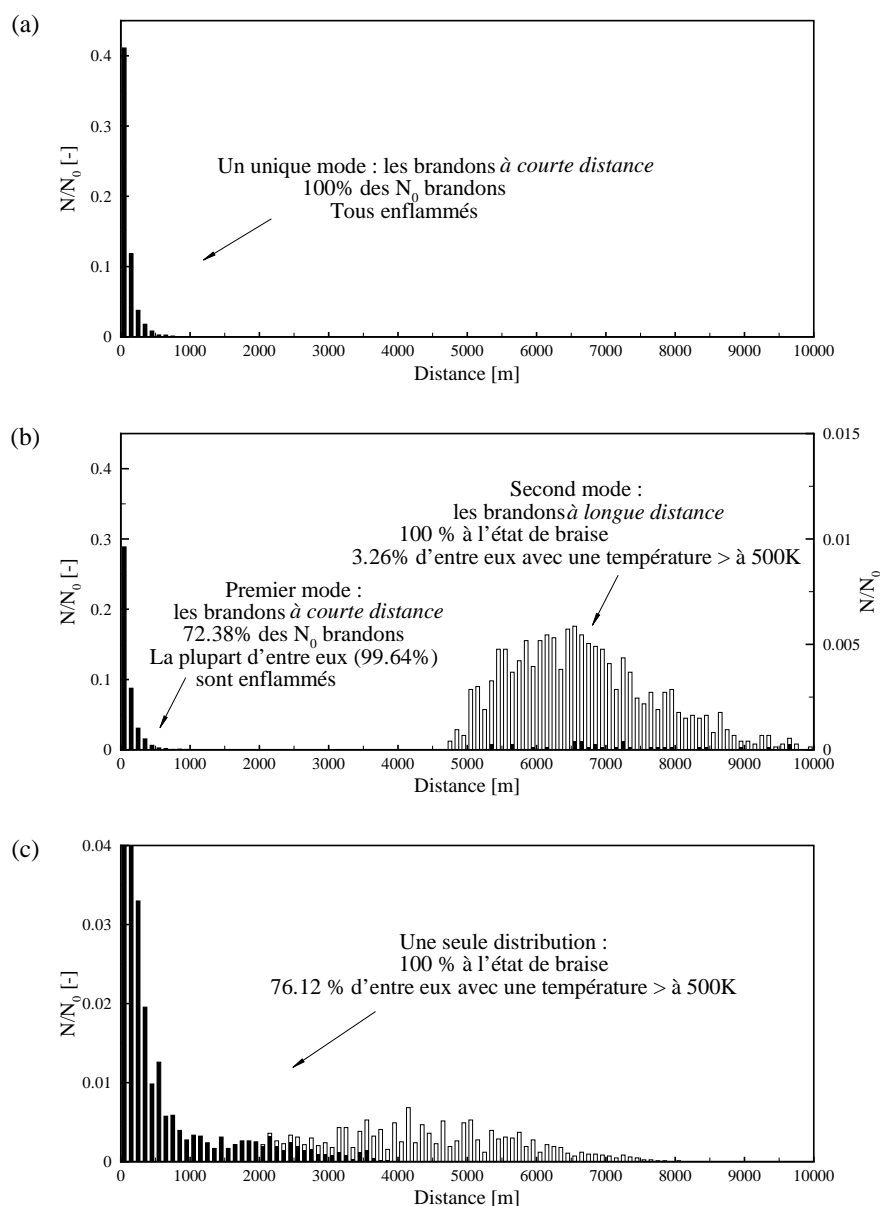


FIG. 6.7 – Distribution au sol des N_0 brandons tombés pour une intensité du feu de 30 MW m^{-1} et une vitesse de vent de 11.17 m s^{-1} pour : (a) $\nu_f^c = 0$ avec $N_0 = 5052$; (b) $\nu_f^c = 0.39$ avec $N_0 = 7338$ (l'échelle à gauche correspond aux brandons à *courte distance*, celle de droite aux brandons à *longue distance*); et (c) *particules initialement à l'état de braises* avec $N_0 = 8337$.

observée des brandons au sol. Cela sera vérifié un peu plus loin en étudiant l'effet de la valeur ν_c sur la distribution des brandons.

Pour $\nu_f^c = 0$ (aucun résidu carbonneux n'est formé lors de la dégradation de pyrolyse de la particule, cf. figure 6.7a), une unique distribution de brandons à *courte distance*, tous enflammés au sol, est obtenue avec une distance maximale de sautes (1128 m) un peu plus importante que pour le cas standard $\nu_f^c = 0.39$.

Lorsque les brandons sont initialement à l'état de braises et soumis uniquement à la combustion hétérogène (figure 6.7c), une seule distribution au sol de ces braises est obtenue avec une très large plage de distances (de 0 à presque 8000 m). Néanmoins, ces particules tombent globalement plus proche du feu que dans le cas $\nu_f^c = 0$, compte tenu de leur masse volumique qui reste constante durant leur transport. Bien qu'à l'état de braises, ces brandons peuvent représenter un danger potentiel puisque plus de 3/4 d'entre eux arrivent avec une température supérieure à 500 K (précisément 76.12 %) et sont en mesure de déclencher de nouveaux départs de feu sur les 4 500 premiers mètres (Manzello *et al.* (2005)).

Pour des valeurs intermédiaires de ν_f^c , des distributions bi-modales sont obtenues. Pour chacune d'entre elles, la distance d^* qui sépare les brandons à *courte distance* de ceux à *longue distance* dépend linéairement de la valeur de ν_f^c comme on peut le voir sur la figure 6.8. Il est aussi important de noter que la valeur de $\rho_f^{w0}\tau_f$ à laquelle a lieu la transition entre les deux distributions apparaît quasiment constante quelque soit la valeur de ν_f^c .

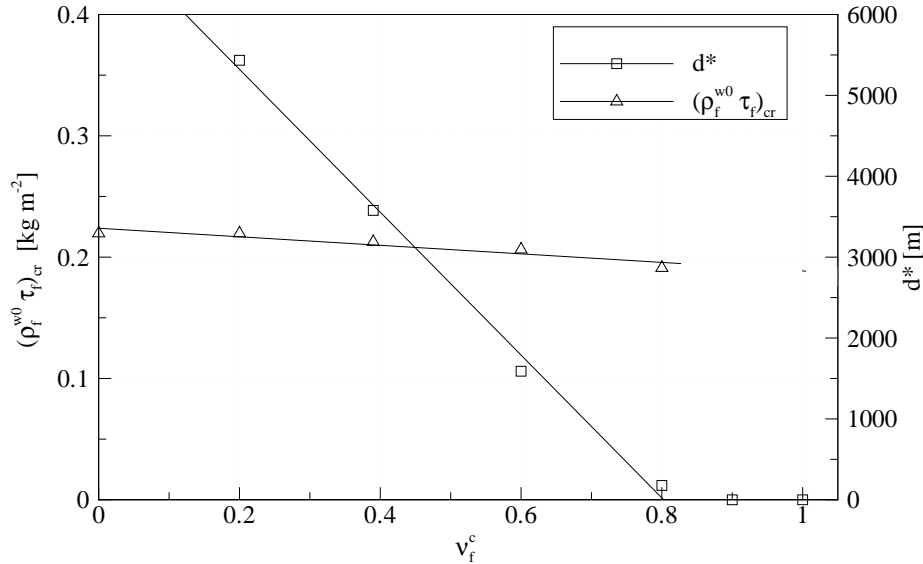


FIG. 6.8 – Valeur critique $(\rho_f^{w0}\tau_f)_{cr}$ et distance d^* en fonction de ν_f^c pour un feu en ligne d'une intensité de $30\ MW\ m^{-1}$ et une vitesse de vent de $11.17\ m\ s^{-1}$.

La figure 6.9 montre la distance au sol comme une fonction du paramètre $\rho_f^{w0}\tau_f$ pour les 5 311 brandons de notre cas d'étude (figure 6.9b, $I = 30\ MW\ m^{-1}$, $U_{wind} = 11.17\ m\ s^{-1}$, et $\nu_f^c = 0.39$). De nouveau, ce graphique contient trois régions distinctes : la région I est relative aux brandons à *longue distance* pour lesquels $\rho_f^{w0}\tau_f < 0.2125\ kg\ m^{-2}$ alors que la région III concerne les brandons dits à *courte distance* pour lesquels $\rho_f^{w0}\tau_f > 0.2695\ kg\ m^{-2}$. Lorsque $0.2125\ kg\ m^{-2} \leq \rho_f^{w0}\tau_f \leq 0.2695\ kg\ m^{-2}$ (région II), les brandons en question peuvent aussi bien tomber dans les cent premiers mètres que parcourir plusieurs kilomètres. Ce phénomène aléatoire n'est explicable que par la position initiale des brandons dans la canopée, les particules localisées au milieu du panache étant plus aptes à parcourir de longues distances.

L'ensemble de ces résultats montre que les caractéristiques de sautes de feu ne dépendent pas

uniquement de l'intensité du feu et des conditions de vent mais également du type de végétation, au travers de la proportion du résidu charbonneux du brandon, ν_f^c , qui est une caractéristique du matériau qui le constitue.

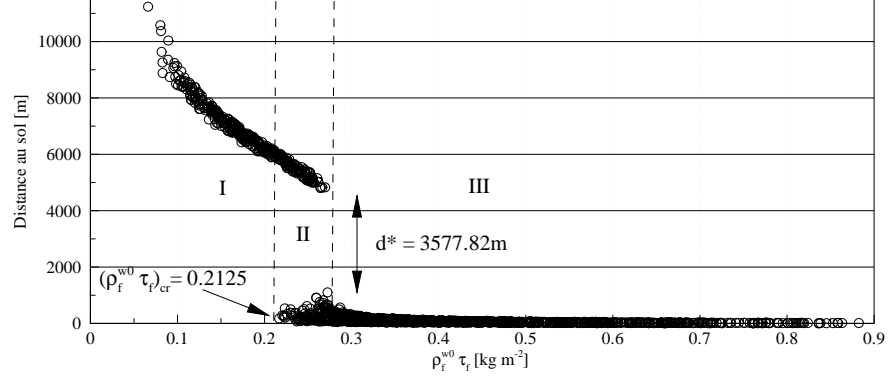


FIG. 6.9 – Distance au sol en fonction du paramètre $\rho_f^{w0} \tau_f$ pour $\nu_f^c = 0.39$ et une intensité de feu de 30 MW m^{-1} et une vitesse de vent 11.17 m s^{-1} .

La valeur 0.2125 kg m^{-2} peut être considérée dans notre cas comme une valeur critique au-dessus de laquelle un brandon peut tomber relativement près du front de feu dans la première distribution (brandons à *courte distance*) et arriver enflammé avec un fort potentiel pour enflammer la végétation réceptive. Cette valeur critique dépend de l'intensité du feu et de la vitesse du vent selon l'approximation faite à partir des résultats du modèle (figure 6.10)

$$(\rho_f^{w0} \tau_f)_{cr} = 0.1185 I^{0.46} U_{wind}^{-0.28} - 0.0776 \quad (6.7)$$

Considérons à présent la distribution normalisée au sol des brandons à *courte distance*. La figure 6.11 illustre cette distribution pour notre cas d'étude ($I = 30 \text{ MW m}^{-1}$, $U_{wind} = 11.17 \text{ m s}^{-1}$, et $\nu_f^c = 0.39$). L'axe longitudinal depuis la source est divisée en N_{int} segments de même longueur. La taille des segments est choisie assez large pour éviter la présence de "blancs" dans la distribution et assez petite pour obtenir une distribution optimale. Le nombre de particules présentes dans chaque intervalle est divisé par le nombre total de brandons à *courte distance*, N_{sd} .

La distribution de brandons à *courte distance* peut être approchée par une fonction log-normale de la distance au sol, d ,

$$\frac{N(d)}{N_{sd}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma d}} e^{-\frac{(\ln d - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.8)$$

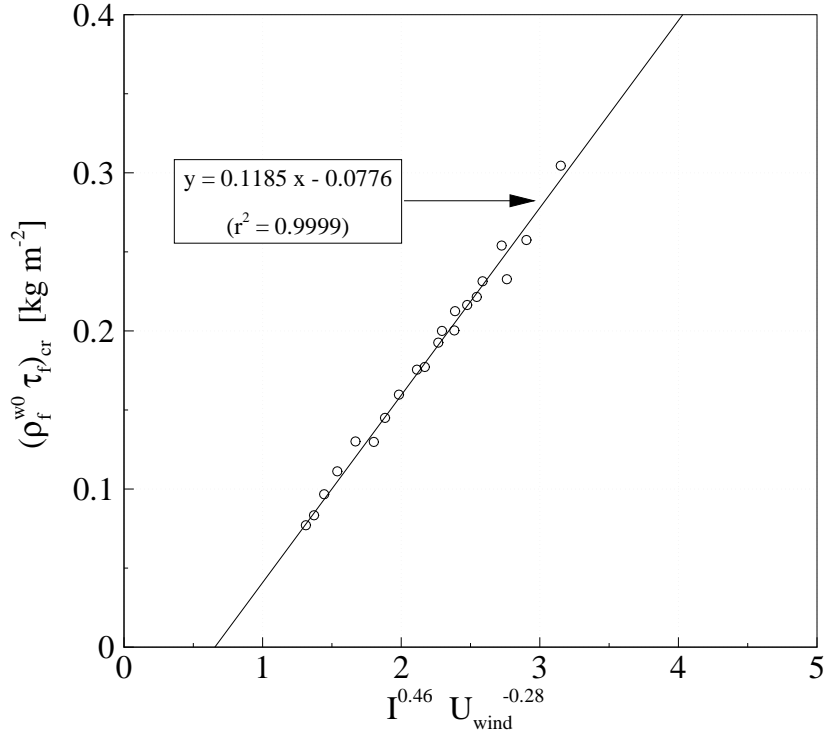


FIG. 6.10 – Valeur critique du produit $\rho_f^{w0} \tau_f$ en fonction de $I^{0.46} U_{wind}^{-0.28}$ pour $\nu_f^c = 0.39$.

où la moyenne et l'écart type de $\ln d$, respectivement μ et σ , sont définis par

$$\mu = \sum_{k=1}^{N_{int}} \frac{N_k}{N_{sd}} \ln d_k \quad (6.9)$$

$$\sigma = \sqrt{\sum_{k=1}^{N_{int}} \frac{N_k}{N_{sd} - 1} (\ln d_k - \mu)^2} \quad (6.10)$$

Ce comportement log-normal confirme les observations faites lors du projet *Vesta* réalisées par le *CSIRO* (*CSIRO* (2001)), à savoir que la distribution au sol de particules atteignait un maximum près du front de feu et que ce pic était suivi d'une décroissance exponentielle. Il est également en accord avec les résultats numériques obtenus par Himoto et Tanaka (2005).

Dans le but d'illustrer comment les conditions du feu et du vent affectent le comportement de la distribution au sol des brandons à *courte distance*, il est nécessaire d'introduire le nombre de Froude de l'écoulement, Fr . Ce nombre, qui représente le rapport entre les forces inertielles et les forces de flottabilité, est défini par la relation

$$Fr = \frac{U_{wind}}{\sqrt{g L_c}} \quad (6.11)$$

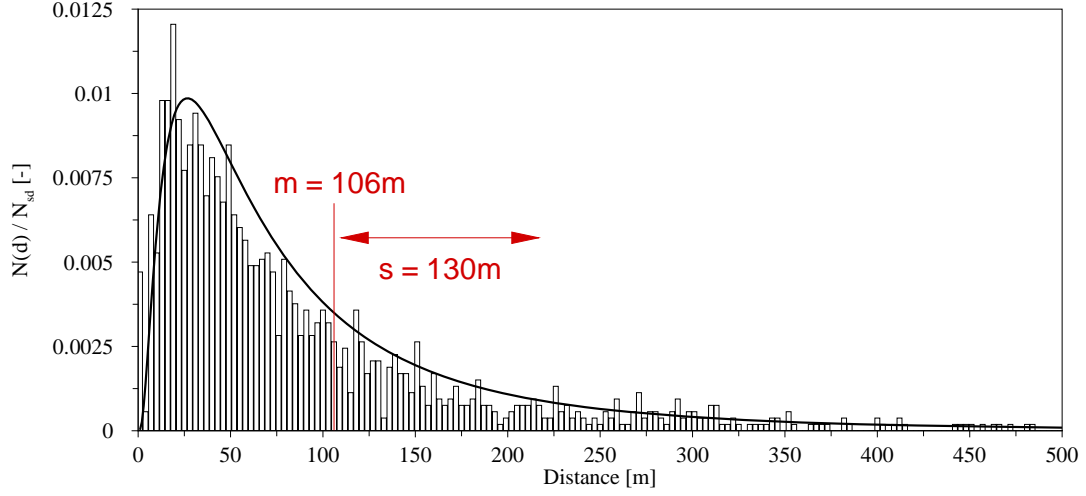


FIG. 6.11 – Distribution au sol des brandons à *courte distance* pour une intensité de feu de 30 MW m^{-1} et une vitesse de vent de 11.17 m s^{-1} . La courbe d'approximation correspond à la fonction log-normale $\frac{N(d)}{N_{sd}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma d} e^{-\frac{(\ln d - \mu)^2}{2\sigma^2}}$ avec $\mu = 4.20$ et $\sigma = 0.96$. La moyenne et l'écart-type de la distribution log-normale valent respectivement 106m et 130m.

Il est basé sur la longueur caractéristique de l'écoulement, L_c , calculée à partir de la relation

$$L_c = \left(\frac{10^3 \times I}{\rho_\infty c_{pg} T_\infty g^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (6.12)$$

L'obtention de cette dernière expression est détaillée dans l'annexe B.

Sur la vingtaine de panaches de feu qui s'élèvent dans un écoulement stratifié, il apparaît que les écoulements sont, pour la plupart, gouvernés par le vent latéral ($Fr > 1$), tandis que les autres sont gouvernés par les forces de flottabilité qui créent l'écoulement ascendant ($Fr < 1$). Pour les deux régimes concernés, une approximation des résultats du modèle est réalisée en utilisant la méthode des moindres carrés. Les deux paramètres de la fonction log-normale, μ et σ , peuvent alors être approchés par des expressions simples faisant intervenir des puissances de l'intensité du feu et de la vitesse du vent (figure 6.12) :

– Régime dominé par la flottabilité :

$$\mu = 1.4681 I^{0.54} \times U_{wind}^{-0.55} + 1.1379 \quad (6.13)$$

$$\sigma = 0.8590 I^{-0.21} \times U_{wind}^{0.44} + 0.1889 \quad (6.14)$$

– Régime dominé par le vent :

$$\mu = 4.4447 I^{0.13} \times U_{wind}^{0.05} - 3.7904 \quad (6.15)$$

$$\sigma = 4.9470 I^{-0.01} \times U_{wind}^{-0.02} - 3.4816 \quad (6.16)$$

Exemple de calcul de la distance moyenne de sautes

Pour montrer la pertinence de ces résultats, prenons un exemple de terrain. Un feu se développe en ligne, l'intensité est de 30 MW m^{-1} . Le feu est soumis à un vent latéral non uniforme dont la vitesse moyenne est estimée à 11.17 m s^{-1} à 10 m d'altitude.

Les lois que nous venons d'établir permettent d'estimer la distance moyenne de sautes pour cet incendie. Le calcul du nombre de Froude relatif à l'écoulement (voir Annexe B) nous donne $Fr \simeq 1.12 > 1$, i.e. que le régime de l'écoulement est dominé par le vent.

A partir des équations 6.13-6.14, on en déduit les deux paramètres de la loi log-normale :

$$\mu = 4.20$$

$$\sigma = 0.96$$

La moyenne (m) et l'écart-type (s) de la distribution log-normale se déduisent à partir des relations suivantes :

$$m = e^{\mu + \frac{\sigma^2}{2}} \quad (6.17)$$

$$s = e^{(\mu + \sigma^2)} \times \sqrt{(1 - e^{-\sigma^2})} \quad (6.18)$$

La distance moyenne de sautes est donc approximativement de 106 m avec un écart-type de 130 m , comme on peut le voir sur la figure 6.11.

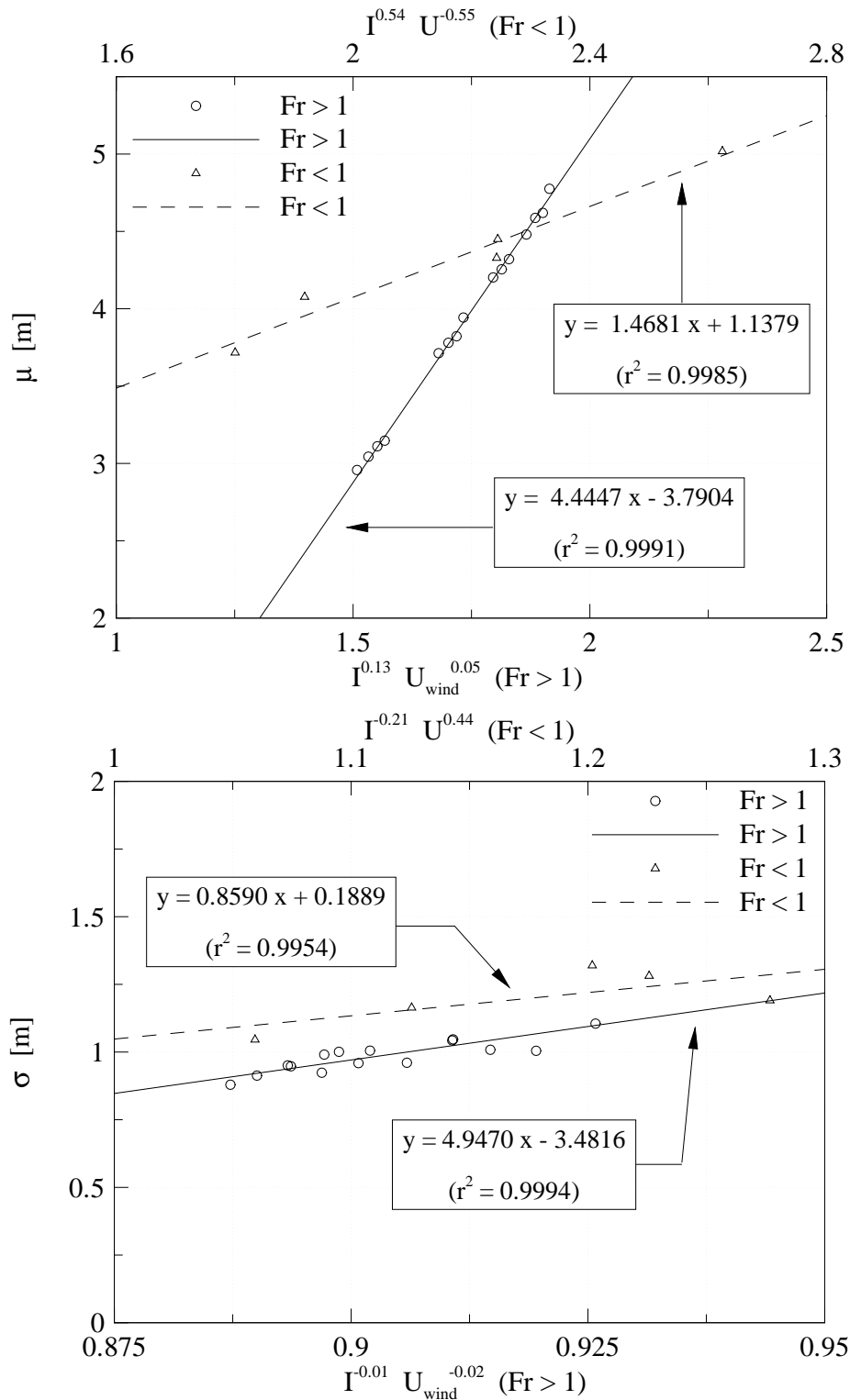


FIG. 6.12 – Paramètres de la fonction log-normale : (a) μ vs. $I^{0.54} \times U_{wind}^{-0.55}$ pour $Fr < 1$ et μ vs. $I^{0.13} \times U_{wind}^{0.05}$ pour $Fr > 1$; (b) σ vs. $I^{-0.21} \times U^{0.44}$ pour $Fr < 1$ et σ vs. $I^{-0.01} \times U_{wind}^{-0.02}$ pour $Fr > 1$.

Conclusions et perspectives

Le travail de recherche présenté dans ce manuscrit, est consacré à l'étude des sautes de feu et plus particulièrement au transport de particules en combustion se détachant lors d'un feu de végétation.

La motivation première de ce travail a été de développer un modèle permettant de décrire l'état de la particule végétale lors de son arrivée au sol après avoir été transportée par le panache de fumée et par le vent dominant.

Un effort particulier a été apporté au développement et à la validation d'un modèle de dégradation thermique permettant de décrire les pertes de masse et de volume de la particule durant son trajet. Ce modèle inclut les processus de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux (combustion hétérogène) qui peuvent avoir lieu de manière concomitante. La trajectoire des particules est déterminée par un suivi lagrangien. Bien que des particules de différentes formes aient été considérées dans notre analyse, notre étude s'est majoritairement portée sur les disques dans la mesure où il a été démontré au préalable qu'ils sont associés au plus grand risque en terme de sautes de feu. Le fait de considérer des disques a nécessité de prendre en compte les effets de la rotation de la particule durant son transport.

Deux configurations ont été étudiées :

- La première met en jeu le transport de brandons dans des feux issus de la combustion d'un groupement d'arbres qui ont été simulés en utilisant un modèle diphasique tridimensionnel.

Une étude paramétrique a été réalisée afin de déterminer l'effet de l'intensité du feu, des conditions de vent, et des propriétés des brandons sur leur comportement. Les résultats ont montré que la distance parcourue par un brandon varie presque linéairement avec la vitesse du vent et dépend très faiblement de l'intensité du feu. Cette distance est indépendante du diamètre initial de la particule et décroît comme une fonction puissance du produit $\rho_f^{w_0} \tau_f$. Pour les brandons qui arrivent au sol enflammés, leur masse décroît de manière exponentielle avec le temps de vol normalisée par le produit $\rho_f^{w_0} \tau_f$. Les brandons entraînés dans le panache de fumée tombent à l'état de braise et leur masse restante est une fonction linéaire du temps de vol normalisé par le groupement $\rho_f^{w_0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$. L'ensemble de ces relations n'est pas affectée par les conditions d'émission des brandons, à savoir leur vitesse initiale et leur position initiale dans la canopée.

- La seconde configuration est relative au transport de brandons par un feu en ligne et est vraisemblablement plus représentative d'un feu de forêt. La modélisation du panache de fumées repose sur un modèle intégral développé au cours de ce travail. Une distribution bi-modale des brandons au sol est obtenue. Les brandons à *courte distance* tombent à terre encore enflammés, tandis que les brandons à *longue distance* atterrissent le sol à l'état de braises. La distance entre les deux distributions dépend de la teneur en résidu carbonneux

des brandons, ν_f^c . Elle peut être déterminée *a priori* en utilisant un critère simple basé sur deux paramètres ; le facteur de conversion en résidu charbonneux, ν_f^c , qui relie la transition entre le régime caractérisé par les brandons atterrissant en flamme et celui caractérisé par les brandons tombant à l'état d'oxydation du résidu charbonneux, et le produit $\rho_f^{w_0} \tau_f$ qui caractérise le rapport entre les forces gravitationnelles et les forces aérodynamiques. Le fait qu'un brandon atterrira dans l'une ou l'autre des deux distributions dépend d'une valeur critique du produit $\rho_f^{w_0} \tau_f$ pratiquement indépendante de la valeur de ν_f^c .

La masse restante des brandons qui arrivent enflammés au sol, adimensionnée par leur masse initiale, décroît exponentiellement avec le temps de vol normalisé par le produit $\rho_f^{w_0} \tau_f$. Pour les brandons tombant à l'état de braises, il existe une relation linéaire entre la masse restante et le temps de vol normalisé par le groupement $\rho_f^{w_0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$. Ces deux relations sont en excellent accord avec celles obtenues pour l'étude concernant les brandons émis à partir d'un groupe d'arbres en feu ce qui suggère leur universalité. Le fait qu'un brandon brûle complètement durant son vol ou tombe au sol est relié à une valeur critique du paramètre $\rho_f^{w_0} D_{f0}^{5/3} \tau_f^{-1/6}$. Cette valeur critique dépend fortement de ν_f^c et varie comme $\sqrt{U_{wind}/I}$. Par contre, elle est très peu sensible aux paramètres thermocinétiques.

Ces résultats sont importants puisqu'ils identifient un mode bi-modal des brandons au sol avec un potentiel à générer des sautes de feu très différent. Aussi, puisque la distribution bi-modale prédite dépend du type de bois, ils indiquent par conséquence que les caractéristiques de sautes de feu dépendent non seulement du feu et des caractéristiques de l'environnement, mais aussi du type de végétation. Concernant les brandons à *courte distance*, ceux qui ont un fort potentiel à déclencher des feux secondaires puisqu'ils arrivent au sol en brûlant et avec une masse restante significative, la distribution au sol suit une fonction log-normale. Les paramètres de cette fonction, *i.e.* la distance moyenne et son écart type, sont corrélés en termes d'intensité du feu et de la vitesse du vent. La distribution de brandons pour les courtes et les longues distances est aussi une fonction du profil des propriétés physiques dans le panache.

Plusieurs perspectives à ce travail peuvent être explorées :

- La première perspective est une application directe des résultats obtenus dans cette thèse. En effet, certains d'entre eux, comme la loi de distribution des brandons au sol, peuvent être directement intégrés dans des modèles stochastiques de propagation de feu, comme notamment celui développé au sein du laboratoire et qui est une extension du modèle de réseau social appelé « réseau de petit monde ». Au travers de quatre données d'entrée seulement (relief, végétation, humidité, vent), ce modèle prend en compte les phénomènes de base qui régissent la propagation du feu, comme le rayonnement des flammes, la dégradation thermique du végétal et sa combustion, et dorénavant l'émission de brandons.
- Une suite logique de cette thèse est l'étude du problème de l'inflammation au sol de la litière végétale réceptionnant les brandons.
- La dernière perspective est relative à la détermination de lois de similitudes permettant de modéliser expérimentalement le transport de brandons par un panache de fumées en utilisant des maquettes à échelles réduites. Elle a été abordée dans une étude préalable effectuée en collaboration avec Pierrick Mindykowski. Les premiers résultats ont suggéré qu'une modélisation à l'échelle 1/5, et donc réalisable en tunnel de feu, devrait conduire à des résultats corrects. Néanmoins des études plus poussées doivent encore être menées.

Finalement, à travers la première perspective citée ci-dessus, mon travail de thèse rentre dans

le cadre du projet « FIRE », qui associe logiciels et capteurs, et vise à améliorer la lutte contre les feux de forêts. En effet, le modèle stochastique qui a été présenté est le moteur du système *FIRE CODE*. Outre sa rapidité et sa pertinence physique, la structure de ce système autorise le couplage interactif avec un réseau de capteurs. Ce couplage va permettre un placement pertinent des capteurs compte tenu des caractéristiques liées au terrain.

L'autre partie du projet « FIRE » consiste à optimiser le nombre et le positionnement des capteurs pour détecter l'éclosion d'un feu ainsi que l'arrivée d'un front de feu en utilisant les informations transmises en temps réel par le réseau de capteurs sur un serveur Web. Le système « FIRE » prendra alors le relais et simulera en quelques secondes l'évolution spatio-temporelle du front de feu pour adapter la riposte.

« FIRE » sera installé en démonstration cet été en Provence avant d'être commercialisé d'ici à la fin de l'année. Les sites retenus pour le démonstrateur sont des zones sensibles comme les installations industrielles, les zones pavillonnaires ou les accotements de routes et de voies ferrées.

Bibliographie

- Abramowitz, M. et Stegun, I., editors (1972). *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables*. Dover Publications, New York.
- Agrawal, R. (1988). Kinetics of reaction involved in pyrolysis of cellulose. i : The three reaction model. *Can. J. Chem. Eng.*, 66(3) :403–412.
- Albini, F. A. (1979). Spot fire distance from burning trees - a predictive model. Gen. Tech. Rep. INT-56, USDA Forest Service, Intermountain forest and range experiment station, Forest Service, U. S. Department of Agriculture, Ogden, Utah 84401.
- Albini, F. A. (1981). Spot fire distance from isolated sources - extensions of a predictive model. Research Note INT 309, USDA Forest Service, Intermountain forest and range experiment station, Forest Service, U. S. Department of Agriculture, Ogden, Utah 84401.
- Albini, F. A. (1983a). Potential spotting distance from wind-driven surface fires. Res. paper int-309, USDA Forest Service.
- Albini, F. A. (1983b). Transport of fire-brands by line thermals. *Combust. Sci. Technol.*, 32 :277–288.
- Anthenien, R. A., Tse, S. D., et Fernandez-Pello, A. (2006). On the trajectories of embers initially elevated or lofted by small scale ground fire plumes in high winds. *Fire Safety J.*, 41 :349–363.
- Bryden, K. M., Raglan, K. W., et Rutland, C. J. (2002). Modelling thermally thick pyrolysis of wood. *Biomass and Bioenergy*, 22 :41–53.
- Byram, G. M. (1959). *Combustion of forest fuels*. McGraw-Hill, New York.
- Chow, W. K. et Cheung, Y. L. (1997). Comparison of the algorithms piso and simpler for solving pressure-velocity linked equations in simulating compartmental fire. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 31(Issue 1) :87–112.
- Clift, R. et Gauvin, W. H. (1970). The motion of particles in turbulent gas streams. In *Proc. Chemeca '70*, volume 1, pages 14–28.
- Clift, R., Grace, J. R., et Weber, M. E. (1978). *Bubbles, Drops and Particles*, volume 103. Academic Press, New York.
- Consalvi, J. L., Porterie, B., et Loraud, J. C. (2002). Model of radiative heat transfer in particulate media. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45 :2755–2768.
- Consalvi, J. L., Porterie, B., et Loraud, J. C. (2003). Method for computing the interaction of fire environment and internal solid regions, part a : Applications. *Numer. Heat Transfer*, 29 :777–805.
- CSIRO (2001). Spotfire project. Progress report, <http://www.ffp.csiro.au/nfm/fbm/vesta/spotfire.html>.

- Davidson, G. (1986). Gaussian versus top-hat profile assumptions in integral plume models. *Atmospheric Environment*, 20(3) :471–478.
- Di Blasi, C. (1994). Processes of flames spreading over the surface of charring fuels : Effects of the solid thickness. *Combust. Flame*, 97 :225–239.
- Di Blasi, C., Branca, C., Santoro, A., et Gonzalez Hernandez, E. (2001). Pyrolytic behavior and products of some wood varieties. *Combust. Flame*, 124(1-2) :165–177.
- Di Blasi, C., Gonzalez Hernandez, E., et Santoro, A. (2000). Radiative pyrolysis of single moist wood particles. *Ind. eng. chem. res.*, 39(4) :873–882.
- Ellis, P. F. (2000). *The aerodynamic and combustion characteristics of eucalypt bark-A firebrand study*. Thèse de Doctorat, Department of forestry australian national university.
- Fleeter, R., Fendell, F., Cohen, L., Gat, N., et White, A. (1984). Laboratory facility for wind-aided firespread along a fuel matrix. *Combust. Flame*, 57 :289–311.
- Frössling, N. (1938). Über die verdunstung fallender tropfen. *Gerlands Beitr. Geophys.*, 52 :170–216.
- Galgano, A. et Di Blasi, C. (2004). Modeling the propagation of drying and decomposition fronts in wood. *Combust. Flame*, 139(1-2) :16–27.
- Goldstein, H. (1980). *Classical mechanics*. Addison-Wesley Publishing Company.
- Grishin, A. M. (1997). *Mathematical modeling of forest fires and new methods of fighting them*. Publishing House of the Tomsk State University, Tomsk, Russia.
- Himoto, K. et Tanaka, T. (2005). Transport of disk-shaped firebrands in a turbulent boundary layer. In *In proceedings of the 8th International Symposium on Fire Safety Science, Beijing, China*, pages 433–444.
- Hoerner, S. F. (1965). *Fluid dynamics drag*. Published by the author.
- Kaplan, C. R., Shaddix, C. R., et Smyth, K. C. (1996). Computations of enhanced soot production in time-varying ch₄/air diffusion flames. *Combust. Flame*, 106(Issue 4) :392–398.
- Kee, R. J., Rupley, F. M., et Miller, J. A. (1992). The chemkin thermodynamic data base. Sandia Report SAND87-8215, UC-4, Sandia National Laboratories, Livermore, CA.
- Kee, R. J., Rupley, F. M., et Miller, J. A. (1993). Chemkin-ii : A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics. Sandia Report SAND89-8009B. UC-709, Sandia National Laboratories, Livermore, CA.
- Koo, E., Pagni, P., et Linn, R. (2007). Using firetec to describe firebrand behavior in wildfires. In *Fire and materials, San Francisco, CA*.
- Kramers, H. (1946). Heat transfer from spheres to flowing media. *Physica*, 12 :61–80.
- Lee, S. L. et Hellman, J. M. (1969). Study of firebrands in a turbulent swirling natural convection plume. *Combust. Flame*, 13 :645–655.
- Lee, S. L. et Hellman, J. M. (1970). Firebrand study using an empirical velocity-dependent burning law. *Combust. Flame*, 15 :265–274.
- Leonard, B. P. et Drummond, J. E. (1995). Why you should not use 'hybrid', 'power-law' or related exponential schemes for convective modelling : there are much better alternatives. *Int. J. Numer. Method Fluids*, 20 :421–442.
- Lindenburg, C. (2000). Stall coefficients, aerodynamic airfoil coefficients at the large angle of attack. In *12-th IEA Symposium on the aerodynamics of wind turbines*.

- Magnussen, B. F. et Hjertager, B. H. (1976). On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. In *Sixteenth Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, Pa : Combustion Institute, Cambridge, MA, USA*, volume 16, pages 719–729.
- Manzello, S. L., Cleary, T. G., Shields, J. R., et Yang, J. C. (2005). On the ignition of fuel beds by firebrands. In *4th joint meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute, The Combustion Institute, Philadelphia, USA*.
- Markstein, G. H. (1984). Relationship between smoke point and radiant emission from buoyant turbulent and laminar diffusion flames. In *20th International Symposium on Combustion, the Combustion Institute*, pages 1055–1061.
- Maxey, M. R. et Riley, J. (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *J. Fluid Mech.*, 26 :883–889.
- Mercer, G. et Weber, R. (1994). Plumes above line fires in a cross wind. *Int. J. of Wildland Fire*, 4(4) :201–207.
- Michaelides, E. E. (1997). Review-the transient equation of motion for particles, bubbles, and droplets. 119(2) :233–247.
- Morris, G. A. (1987). A simple method for computing spotting distances from wind-driven surface fires. Res. note int-374 6 pp., USDA For. Serv., Intermt. Res. Stn., Ogden, UT.
- Morton, B., Taylor, G., et Turner, J. (1956). Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. In *Proc. R. Soc. Lond.*, volume 234, pages 1–23.
- Mulcahy, M. et Smith, I. (1969). Kinetics of combustion of pulverized fuels : a review of theory and experiment. *Rev. Pure Appl. Chem.*, 19 :81–106.
- Muraszew, A., Fedele, J., et Kuby, W. (1975). Firebrand investigation. Technical Report ATR-75(7470)-1, The Aerospace Corp., El Segundo, CA.
- Muraszew, A., Fedele, J. B., et Kuby, W. C. (1977). Trajectory of firebrands in and out of fire whirls. *Combust. Flame*, 30 :321–324.
- Odar, F. et Hamilton, W. S. (1964). Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, 18 :302–314.
- Pagni, P. J. et Woycheese, J. P. (2000). Brand propagation from large-scale fires. In *15th joint panel meeting on fire research and safety, San Antonio, USA*, volume 2, page 373.
- Panofsky, H. et Dutton, J. (1984). *Atmospheric Turbulence*. Wiley, New York.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere publishing corporation, New York.
- Porterie, B., Loraud, J., Morvan, D., et Larini, M. (1999). A numerical study of buoyant plumes in cross-flow conditions. *Int. J. of Wildland Fire*, 9(2) :101–108.
- Porterie, B., Nicolas, S., Consalvi, J., Loraud, J., Giroud, F., et Picard, C. (2005). Modelling thermal impact of wildland fires on structures in the urban interface. *Numer. Heat Transfer, Part A*, 47(Part A) :571–591.
- Ramiah, M. (1970). Thermogravimetric and differential thermal analysis of cellulose, hemicellulose, and lignin. *J. Appl. Polym. Sci.*, 14(5) :1323–1337.
- Ranz, W. et Marshall, W. (1952). Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog.*, 48 :141–146.
- Raupach, M. R. (1990). Similarity analysis of the interaction of bushfire. plumes with ambient winds. *Math. Comput. Model.*, 13 :113–121.

- Reed, T. B. et Markson, M. (1982). Biomass gasification reactions velocities. In *Fundamentals of thermochemical biomass conversion*.
- Saastamoinen, J. et Richard, J.-R. (1996). Simultaneous drying and pyrolysis of solid fuel particles. *Combust. Flame*, 106(3) :288–300.
- Schatzmann, M. (1979). An integral model of plume rise. *Atmospheric Environment*, 13 :721–731.
- Spearpoint, M. et Quintiere, J. (2000). Predicting the burning of wood using an integral model. *Combust. Flame*, 123(3) :308–325.
- Sucker, D. et Brauer, H. (1975). Fluidodynamik bei der angeströmten zylindern. *Wärme- und Stoffübertragung*, 8 :149–158.
- Tarifa, C. S., del Notario, P. P., et Moreno, F. G. (1965). On the flight paths and lifetimes of burning particles of wood. In *Proc. Combust. Inst.*, pages 1021–1037.
- Tarifa, C. S., del Notario, P. P., et Moreno, F. G. (1967). Transport and combustion of fire brands. Final Report of Grants FG-SP-114 and FG-SP-146 2, Instituto nacional de tecnica aerospacial "esteban terradas", Madrid.
- Thunman, H., Leckner, B., Niklasson, F., et Johnsson, F. (2002). Combustion of wood particles : A particle model for eulerian calculations. *Combust. Flame*, 129(1-2) :30–46.
- Tse, S. D. et Fernandez-Pello, A. (1998). On the flight paths of metal particles and embers generated by power lines in high winds - a potential source of wildland fires. *Fire Safety J.*, 30(4) :333–356.
- Woycheese, J. P. (2001). Wooden disk combustion for spot fire spread. In *9th International Interflam conference, Interscience communication Ltd., Edinburgh, Scotland, 2001*, pages 101–112.
- Woycheese, J. P. et Pagni, P. J. (1996). Brand lofting in large fire plumes. In *Annual conference on fire eesearch (NISTIR 5904), Gaithersburg, MD*, pages 67–68.
- Woycheese, J. P. et Pagni, P. J. (1999). Combustion models for wooden brands. proc.. 4-8 oct. In *3rd International Conference on Fire Research and Engineering, Soc. Fire Protect. Eng. Bethesda, MD*, pages 53–71.
- Woycheese, J. P., Pagni, P. J., et Liepmann, D. (1998). Brand lofting above large-scale fires. In *Second international conference on fire research and engineering, Gaithersburg, MD*, pages 137–150.
- Woycheese, J. P., Pagni, P. J., et Liepmann, D. (1999). Brand propagation from large-scale fires. *J. Fire Protect. Eng.*, 10(2) :32–44.
- Yin, C., Rosendahl, L., Kær, S. K., et Sørensen, H. (2003). Modelling the motion of cylindrical particles in a nonuniform flow. *Chem. Eng. Sci.*, 58 :3489–3498.
- Zukoski, E. (1995). Properties of fire plumes. In Cox, E. G., editor, *Combustion fundamentals of fire*, pages 101–219. Academic Press : London.

Annexe A

Interpolation des propriétés physiques du gaz

Le calcul préliminaire de l'écoulement a permis d'extraire certaines propriétés du gaz aux nœuds de chaque volume de contrôle, que ce soit en 3D pour la configuration du groupe d'arbres en feu (section 4.1) ou bien en 2D pour la configuration d'une ligne d'arbres en feu (section 6.1).

Lors du suivi lagrangien des particules, à chaque instant les propriétés du gaz qui les entoure ne doivent pas être prises aux nœuds mais être calculées à l'endroit où se trouve la particule dans le volume de contrôle du maillage (figures A.1 et A.2 pour le cas 3D et seulement figure A.2 pour le cas 2D).

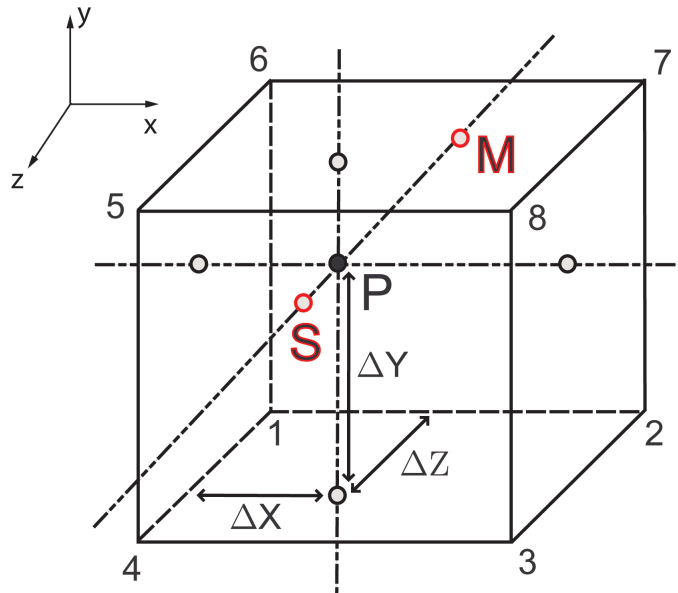


FIG. A.1 – Interpolation dans un volume de contrôle 3D.

P fait référence à la position de la particule dans le volume de contrôle à l'instant t . Les propriétés physiques du gaz étant connues du nœud 1 au nœud 8, on les calcule en P par une interpolation linéaire.

On pose

$$\begin{cases} \Delta 1 = x_g(2) - x_g(1) \\ \Delta 2 = y_g(6) - y_g(1) \\ \Delta 3 = z_g(4) - z_g(1) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

De plus, on a

$$\begin{cases} \Delta X = x_f - x_g(1) \\ \Delta Y = y_f - y_g(1) \\ \Delta Z = z_f - z_g(1) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Soit ξ_P , une des propriétés physiques du gaz au point P à interpoler. Tout d'abord, on calcule ξ_S où S est le projeté de P sur la face (3-4-5-8) parallèlement aux plans (y,z) et (x,z). S' et S'' représentent respectivement les projetés de S sur les droites (4-3) et (5-8) parallèlement au plan (y,z) (figure A.2).

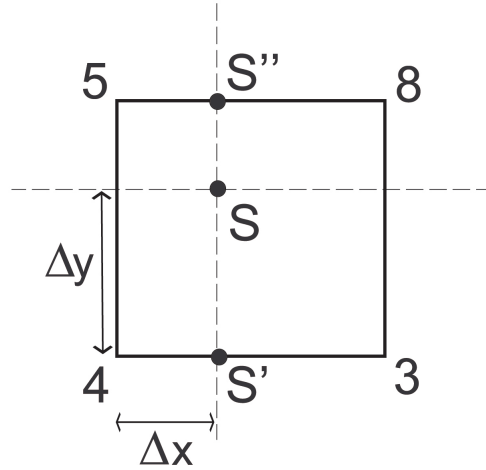


FIG. A.2 – Vue en coupe du volume de contrôle dans le plan (xy) passant par M.

Cela nous donne

$$\begin{cases} \frac{\xi_{S'} - \xi_4}{\xi_3 - \xi_4} = \frac{\Delta X}{\Delta 1} \\ \frac{\xi_{S''} - \xi_5}{\xi_8 - \xi_5} = \frac{\Delta X}{\Delta 1} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Ce qui mène à

$$\begin{cases} \xi_{S'} = \xi_4 + \frac{\Delta X}{\Delta 1} \times (\xi_3 - \xi_4) \\ \xi_{S''} = \xi_5 + \frac{\Delta X}{\Delta 1} \times (\xi_8 - \xi_5) \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Or $\frac{\xi_S - \xi_{S'}}{\xi_{S''} - \xi_{S'}} = \frac{\Delta Y}{\Delta 2}$, i.e. $\xi_S = \xi_{S'} + \frac{\Delta Y}{\Delta 2} (\xi_{S''} - \xi_{S'})$

Cela nous conduit finalement à

$$\xi_S = \xi_4 + \frac{\Delta X}{\Delta 1} (\xi_3 - \xi_4) + \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \left[\xi_5 + \frac{\Delta X}{\Delta 1} (\xi_8 - \xi_5) - \xi_4 - \frac{\Delta X}{\Delta 1} (\xi_3 - \xi_4) \right] \quad (\text{A.5})$$

On obtient

$$\xi_S = \xi_4 \left(1 - \frac{\Delta X}{\Delta 1} - \frac{\Delta Y}{\Delta 2} + \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$+ \xi_3 \left(\frac{\Delta X}{\Delta 1} - \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$+ \xi_8 \left(\frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.8})$$

$$+ \xi_5 \left(\frac{\Delta Y}{\Delta 2} - \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.9})$$

En procédant de la même façon, on obtient ξ_M où M est le projeté de P sur la face (2-1-6-7) parallèlement aux plans (y,z) et (x,z). M' et M'' représentent respectivement les projetés de M sur les droites (1-2) et (6-7) parallèlement au plan (y,z) (figure A.3).

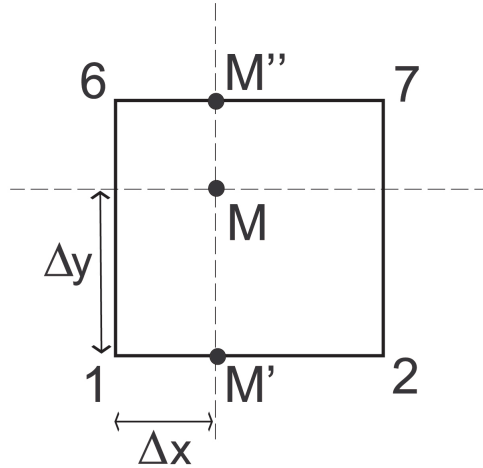


FIG. A.3 – Vue en coupe du volume de contrôle dans le plan (xy) passant par S.

On obtient

$$\xi_M = \xi_1 \left(1 - \frac{\Delta X}{\Delta 1} - \frac{\Delta Y}{\Delta 2} + \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$+ \xi_2 \left(\frac{\Delta X}{\Delta 1} - \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.11})$$

$$+ \xi_7 \left(\frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$+ \xi_6 \left(\frac{\Delta Y}{\Delta 2} - \frac{\Delta Y}{\Delta 2} \times \frac{\Delta X}{\Delta 1} \right) \quad (\text{A.13})$$

Or

$$\frac{\xi_P - \xi_M}{\xi_S - \xi_M} = \frac{1 - \Delta_2}{\Delta_3} \quad (\text{A.14})$$

En utilisant les expressions A.6-A.10, il en découle finalement l'expression de ξ_P

$$\xi_P = \xi_M + \frac{\Delta_2}{\Delta_3} (\xi_S - \xi_M) \quad (\text{A.15})$$

Annexe B

Longueur caractéristique du panache de fumée

Dans la modélisation, issue de l'approche intégrale exposée au chapitre 5, du panache bi-dimensionnel qui se développe au-dessus d'un feu en ligne, il est possible de déterminer une longueur caractéristique du feu.

Prenons tout d'abord l'équation de conservation de la quantité de mouvement que l'on applique au-dessus des flammes ($\theta = 90^\circ$) et avec un profil uniforme des propriétés du gaz dans la direction perpendiculaire à la trajectoire du panache :

$$\frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g b \bar{w}_g^2 \} = - (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) gb \quad (\text{B.1})$$

On définit maintenant les variables adimensionnées, notées *,

$$b^* = \frac{b}{L_c} \quad (\text{B.2})$$

$$s^* = \frac{s}{L_c} \quad (\text{B.3})$$

$$\bar{w}_g^* = \frac{\bar{w}_g}{\bar{w}_{g0}} \quad (\text{B.4})$$

$$\bar{\rho}_g^* = \frac{\bar{\rho}_g}{\rho_\infty} \quad (\text{B.5})$$

$$\overline{\Delta T}_g^* = \frac{\overline{\Delta T}_g}{T_\infty} \quad (\text{B.6})$$

où L_c est une longueur caractéristique du problème.

L'adimensionnalisation de l'équation B.1 conduit à :

$$\frac{d}{ds^*} \{ \bar{\rho}_g^* b^* \bar{w}_g^{*2} \} = (1 - \bar{\rho}_g^*) gb^* \frac{L_c g}{\bar{w}_{g0}^2} \quad (\text{B.7})$$

Ce qui mène à

$$\bar{w}_g^* = \frac{\bar{w}_g}{\sqrt{gL_c}} \quad (\text{B.8})$$

En adimensionnant l'équation qui relie l'intensité du feu aux conditions initiales du panache (Eq.6.1), il vient :

$$\rho_\infty c_{pg} T_\infty (gL_c)^{\frac{1}{2}} L_c \bar{\rho}_g^* \bar{w}_g^* \overline{\Delta T}_g^* b^* = 10^3 \times I \quad (\text{B.9})$$

On peut alors déduire aisément la longueur caractéristique du feu L_c qui s'écrit

$$L_c = \left(\frac{10^3 \times I}{\rho_\infty c_{pg} T_\infty g^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (\text{B.10})$$

Cette taille caractéristique du feu permet de se doter du paramètre adimensionnel représentatif de l'importance relative des forces liées à la vitesse du vent et à la flottabilité, à savoir le nombre de Froude de l'écoulement

$$Fr = \frac{U_{wind}}{\sqrt{gL_c}} \quad (\text{B.11})$$

Par analogie à l'hydraulique fluviale, on peut extraire deux régimes d'écoulement en fonction de la valeur du nombre de Froude

- $Fr > 1$: un régime où l'écoulement est gouverné par le vent latéral
- $Fr < 1$: un régime où les forces de flottabilité découlant de la puissance du feu sont prépondérantes devant les forces aérodynamiques liées au vent

Annexe C

Publications

Ce travail a donné lieu à des publications scientifiques publiées ou soumises à des revues internationales :

1. Benkoussas, B., Consalvi, J.-L., Porterie, B., Sardoy, N., et Loraud, J.-C. (2007). Modelling thermal degradation of woody fuel particles. *International Journal of Thermal Sciences*, **46**, 319-327. (page 104)
2. Sardoy, N., Consalvi, J.-L., Porterie, B., et Fernandez-Pello, A.C. (2007). Modeling transport and combustion of firebrands from burning trees. *Combustion and Flame*, **150**, 151-169. (page 113)
3. Sardoy, N., Consalvi, J.-L., Fernandez-Pello, A.C., Porterie, B., et Kaiss, A. (2007). Ground-level distribution of firebrands generated by line fires. *Combustion and Flame, In Press, Corrected Proof Combustion and Flame*. (page 132)



Modelling thermal degradation of woody fuel particles

B. Benkoussas^a, J.-L. Consalvi^{b,*}, B. Porterie^b, N. Sardoy^b, J.-C. Loraud^b

^a Ecole Nationale Polytechnique, 10 avenue Hassen Badi El-Harrach, Alger, Algeria

^b IUSTI/UMR CNRS 6595, 5 rue E. Fermi, 13453 Marseille Cedex 13, France

Received 1 August 2005; received in revised form 20 June 2006; accepted 30 June 2006

Available online 23 October 2006

Abstract

A model for thermal degradation of woody fuel particles is developed. It includes drying, pyrolysis, and char oxidation processes. The model is first applied to assess the validity of the thermally-thin pyrolysis assumption commonly used in wildfire behavior models. For a given external radiant heat flux, the particle size at which transition between thermally-thin and thermally-thick pyrolysis regimes occurs is evaluated by comparing the pyrolysis times computed for both regimes. It is found that, for a given flux, the particle size above which the thermally-thin assumption is questionable, is independent on the moisture content and on the particle surface-area-to-volume ratio. This means that the transition characteristic lengths for spheres, cylinders and slabs are related by: $L_{cr} = L_{cr,slab} = L_{cr,cyl}/2 = L_{cr,sph}/3$. A Biot number based on the particle surface-area-to-volume ratio, σ_p can then be defined as $Bi = \varepsilon_w Q_{ext} / \lambda_w \sigma_p \Delta T$. Results show that the thermally-thin regime can be defined by $Bi < 0.1$ whatever the particle shape. They reveal that the traditional thermally-thin pyrolysis assumption is not suitable to model wildland fire behavior. For thin particles responsible for fire spread pyrolysis is kinetically-controlled while it is controlled by heat diffusion for large particles. Secondly, the model is applied to the combustion of firebrands. Model results are found in good agreement with available experimental data. © 2006 Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

Keywords: Thermal degradation; Wildland fuels; Pyrolysis; Biot number; Firebrands

1. Introduction

Wildland fire spread depends mainly on the heat transfer from the flame and burning region of the fuel bed to the unburnt solid material, which in turn decomposes into volatile gases. These pyrolysis products convect and diffuse outwards, and mix with air to form a combustible mixture ahead of the flame leading edge. Then this mixture is ignited by the flame. Thermal degradation process can be divided into three stages: drying, pyrolysis, and char oxidation. As a consequence of wildland fuel pyrolysis, after drying, combustible and non combustible gases, char, and soot are formed. For forest fuel matter, char consists of pure carbon (80–97%) and ash. If oxygen is present at the surface of the incandescent charred particles and temperature is high enough, an exothermic heterogeneous global char oxidation takes place.

The modelling of thermal degradation is complex because of the strong coupling between chemical and heat and mass transfer processes. It is a well established fact that the spread rate of wildland fires is often determined by burning in fine fuels [1]. As a result, most theoretical studies on wildfire propagation were conducted assuming thermally-thin fuel particles [2,3]. The range of validity of this assumption depends widely on the particle size and on the amount of heat transferred from the flame to the unburnt fuel. Moreover, larger fuel particles contribute to the fire intensity and flaming zone combustion as well as the fuel consumption ratio [1]. On another hand, previous analysis [4] have shown that firebrands responsible for spotting are thermally-thick particles. Spotting is the process whereby flaming or glowing firebrands are transported ahead of the source fire to initiate new fires called spot fires [4]. The firebrands may be transported by wind alone or be initially lofted by a convection column, fire plume or fire whirl [5,6]. The probability of fuel bed ignition by flaming firebrands has been modelled [7]. The capability of a firebrand to initiate a new spot fire depends mainly on its energetic content at landing.

* Corresponding author. Tel.: (+33) 491 106 927; fax: (+33) 491 106 969.
E-mail address: jean-louis.consalvi@polytech.univ-mrs.fr (J.-L. Consalvi).

Nomenclature

C_p	specific heat	ΔH_{pyr}	heat of pyrolysis
h	heat transfer coefficient	<i>Greek symbols</i>	
L_v	latent heat of vaporization	ρ	density
L_{char}	heat of char oxidation	σ_p	particle surface-area-to-volume ratio
m''	mass flux	ν_{char}	char mass fraction
M	moisture	χ	specific gravity
Q_{ext}	external heat flux	ε	surface emissivity
R	particle radius	α	thermal diffusivity
r	radial distance	<i>Subscripts and superscripts</i>	
$R_{\text{H}_2\text{O}}$	rate of vaporization	amb	ambient
R_{pyr}	rate of pyrolysis	cr	transition
R_{char}	rate of char oxidation	conv	convection
Re	Reynolds number	m	moisture
Sc	Schmidt number	pyr	pyrolysis
S_p	particle surface	w	wood
V_p	particle volume	w ₀	dry wood
Y_{O_2}	oxygen mass fraction in the oxidant gas flow		

The aim of this paper is to propose a simplified thermally-thick model including the main chemical processes occurring during thermal degradation of wildland fuel particles, namely drying, pyrolysis, and char combustion. This model is first applied to explore the suitability of the thermally-thin assumption to describe the pyrolysis of vegetal particles. Second, this model is applied to the combustion of firebrands and comparisons with experiments are performed.

2. Previous studies on wood thermal degradation modelling

There is substantial volume of work regarding the degradation of thermally-thick cellulosic materials by heat because of its interest in fields such as fire protection or energy conversion from biomass. Several researchers have developed numerical models of wood pyrolysis [8–22]. The most complete models describe the main transport phenomenon coupled with volumetric reactions for primary formation of tars, gases, and char. In some cases, the gas-phase cracking of tars is also included. These models describe the gas flow within the particle in conjunction with gas and solid-phase mass conservation, and total energy conservation [11,14–19]. Multiple-competing two-step reactions are used to model pyrolysis. Models for wet and dry wood pyrolysis with char shrinkage were also developed [13,15]. Detailed review on pyrolysis models has been presented [16]. Such models, after further implementations concerning heterogeneous combustion, could be incorporated in complete wildland fire spread models. Nevertheless, simplifications are required to keep computational effort within reasonable limits. Simpler models of wood pyrolysis have been developed [12,19,20]. They are based on one-step chemical kinetics to describe pyrolysis and they generally use the shrinking unreacted-core approximation which assumes that the char region is separated from virgin wood by an infinitely-thin front

where pyrolysis takes place. They ignore the accumulation of gas products inside the particle assuming that volatiles escape as soon as they are formed. Moisture evaporation is generally assumed to be a thermally-controlled process which takes place across an infinitely thin front at constant temperature [19,20].

Thermal regimes which controlled the pyrolysis depend on the ratio of the external heat transfer to the internal heat transfer. This dimensionless ratio is the Biot number and can be expressed by: $Bi = hL/\lambda$ where h is an effective heat transfer coefficient, L a particle characteristic length and λ the conductivity. For inert solids, the transition between thermally-thin and thermally-thick regimes is considered to occur at Biot number equal to 0.1 [23]. The definition of the Biot number becomes more ambiguous when the particle undergoes a thermal degradation as its properties are composition- and temperature-dependent. Using a Biot number based on the conductivity of wood, Bryden et al. [17] have shown that it is appropriate to define the transition between thermally-thin and thermally-thick regimes for $Bi = 0.2$. This results in a maximum temperature difference across the particle of about 30–35 K at the transition. In agreement with Pyle and Zaror [21], Bryden et al. [17] have shown that the addition of a second dimensionless number which estimates the relative rate of external heating and pyrolysis, allows determining four regimes: thermally-thin kinetically-limited, thermally-thin heat-transfer-limited, thermally-thick and thermal wave regimes.

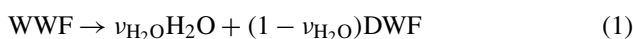
3. Mathematical model

The reduced model developed in this paper considers drying, pyrolysis and char oxidation processes and is based on the following assumptions.

- (a) The particle loses mass via both in-depth drying and pyrolysis, and char oxidation. It loses volume only from the heterogeneous combustion at the outer surface.
- (b) Vaporization is modelled by a first-order Arrhenius law [24] to avoid problems of numerical stability [22].
- (c) The pyrolysis of virgin wood is modelled by a one-step reaction leading to the formation of volatiles and char, using a first-order Arrhenius law.
- (d) The char-yield is constant [19,20,25,26].
- (e) Char oxidation is a two-step chemical reaction.
- (f) Water vapor due to the drying process and gaseous pyrolysis products are assumed in thermal equilibrium with the solid matrix.
- (g) Heat and mass transfer are one-dimensional.
- (h) All gaseous products escape immediately as soon as they are formed.
- (i) In agreement with Grishin [24], the gaseous pyrolysis products (GPP) are an effective gas mixture of CO and CO₂.

The degradation process can be summarized by the simplified three-step mechanism:

- Endothermic drying reaction



where WWF and DWF represent moist and dry wood.

- Endothermic global pyrolysis reaction



- Exothermic global char oxidation reaction.

The two-step kinetic model considers a primary oxidation of carbon atoms into CO and the secondary oxidation where CO reacts with O₂ to form CO₂.

Under the previous assumptions, the balance equations for the mass of moisture, wood, and char can be written as follows:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) = -R_{\text{H}_2\text{O}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w) = -R_{\text{pyr}} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\text{char}}) = \nu_{\text{char}}R_{\text{pyr}} \quad (5)$$

where the rates of mass loss due to drying and pyrolysis are expressed from Arrhenius-type laws:

$$R_{\text{H}_2\text{O}} = \rho_m A_{\text{H}_2\text{O}} T^{-1/2} \exp(-E_{\text{H}_2\text{O}}/RT) \quad (6)$$

$$R_{\text{pyr}} = \rho_w A_{\text{pyr}} \exp(-E_{\text{pyr}}/RT) \quad (7)$$

- During char oxidation, the rate of volume loss is given by

$$\rho_{\text{char}} \frac{\partial V_p}{\partial t} = -R_{\text{char}} S_p \quad (8)$$

If the relative velocity of air with respect to the particle is zero, the rate of reaction per external unit area can be expressed by the following correlation [27]

$$R_{\text{char}} = -\frac{3}{2} \left(\frac{D_0}{2R} \right) \rho_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.75} \frac{1}{\gamma_s} \ln(1 - \gamma_s Y_{\text{O}_2}) \quad (9)$$

where D_0 and ρ_0 are the oxygen diffusion coefficient and the gas density at $T_0 = 273$ K, and $\gamma_s = -0.3$ for the two-step kinetics.

If the particle is crossed by an air flow of relative velocity u , the global reaction rate R_{char}^u , can be expressed according to [28]

$$R_{\text{char}}^u = R_{\text{char}}^{u=0} (1 + 0.272 Sc^{1/3} Re_p^{1/2}) \quad (10)$$

- Equation of conservation of mass flux of gaseous fuel species

$$\frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j m''_{\text{H}_2\text{O}}) = R_{\text{H}_2\text{O}} \quad (11)$$

$$\frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j m''_{\text{CO}}) = (1 - \nu_{\text{char}}) \alpha_{\text{CO}} R_{\text{pyr}} \quad (12)$$

$$\frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j m''_{\text{CO}_2}) = (1 - \nu_{\text{char}}) (1 - \alpha_{\text{CO}}) R_{\text{pyr}} \quad (13)$$

where α_{CO} is the combustible part of the gaseous pyrolysis products.

- Energy balance

$$\begin{aligned} (\rho_i C_{pi})_s \frac{\partial T}{\partial t} + (m''_i C_{pi})_g \frac{\partial T}{\partial r} \\ = \frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^j \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) - R_{\text{H}_2\text{O}} L_v - R_{\text{pyr}} \Delta H_{\text{pyr}} \end{aligned} \quad (14)$$

with

$$(\rho_i C_{pi})_s = \rho_m C_{pm} + \rho_w C_{pw} + \rho_{\text{char}} C_{pchar} \quad (15)$$

$$(m''_i C_{pi})_g = m''_{\text{H}_2\text{O}} C_{p\text{H}_2\text{O}} + m''_{\text{CO}} C_{p\text{CO}} + m''_{\text{CO}_2} C_{p\text{CO}_2} \quad (16)$$

The subscript j is relative to the particle shape and is equal to 0 for slabs, 1 for cylinders and 2 for spheres. The thermal conductivity λ is assumed to vary with the composition of the solid fuel according to: $\lambda = \eta \lambda_w + (1 - \eta) \lambda_{\text{char}} + \lambda_m$, where $\eta = \rho_w / \rho_{w_0}$ and $\lambda_m = \chi (0.004M)$.

The initial condition is: $T(r, 0) = 300$ K.

The boundary conditions are:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=L} = \varepsilon [Q_{\text{ext}} - \sigma (T^4 - T_{\text{amb}}^4)] + h_{\text{conv}} (T_{\text{amb}} - T) \\ + \alpha_{\text{char}} R_{\text{char}} L_{\text{char}} \end{aligned} \quad (18)$$

where α_{char} is the fraction of the energy released by the char oxidation that is deposited in the particle.

The system of equations is solved by the finite volume method [29]. When char oxidation occurs, an adaptative remesh procedure is performed as the particle surface regresses.

4. Results and discussions

4.1. Model validation

The pyrolysis model is validated against the experiments of Galgano and Di Blasi [19]. They considered wood cylinders of radius 0.02 m submitted to an external heat flux of 49 kW m⁻².

Table 1
Fuel property values and thermokinetic constants

Property	Wood	Douglas Pine [24]
ρ_w (kg m ⁻³)	650 [19]	710
ρ_{char} (kg m ⁻³)	147 [19]	180
ΔH_{pyr} (kJ kg ⁻¹)	430 [19]	418
L_{char} (kJ kg ⁻¹)		-1.2×10^4
C_{pw} (kJ kg ⁻¹ K ⁻¹)	1.5 [19]	1.46
C_{pc} (kJ kg ⁻¹ K ⁻¹)	2.1 [19]	1.1
λ_w (W m ⁻¹ K ⁻¹)	0.3 [19]	0.24
λ_c (W m ⁻¹ K ⁻¹)	0.25 (best fit)	0.1
ε_w	0.9 [30]	0.9
A_{H_2O} (s ⁻¹ K ^{-1/2})	6×10^5 [24]	6×10^5
A_{pyr} (s ⁻¹)	3.5×10^{10} [31]	3.64×10^4
E_{H_2O} (kJ mol ⁻¹)	48.22 [24]	48.22
E_{pyr} (kJ mol ⁻¹)	137 [31]	60.27

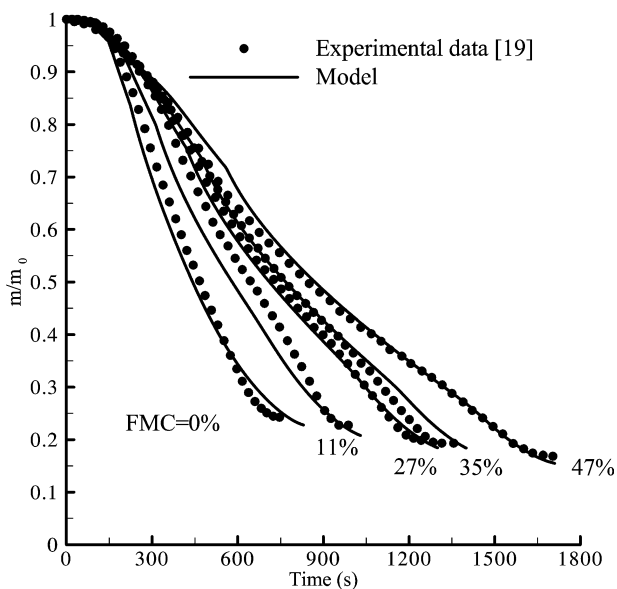


Fig. 1. Time evolution of the solid mass fraction for different values of FMC. Experimental results reported in [19] are also shown.

Fuel properties and thermokinetic constants used for the predictions are summarized in Table 1. The biggest uncertainty is related to the coefficients of the pyrolysis model given in the literature. The values of the pre-exponential factor and the activation energy adopted are close to those used by Di Blasi for cellulose [31].

Fig. 1 represents the time evolution of the normalized mass of the particle. Since experiments were carried out in a non-oxidizing medium, char oxidation cannot occur. Model results present a quite good agreement with experiments whatever the FMC considered.

4.2. Thermal regime for wildland fuel pyrolysis

The model is applied to cellulosic materials representative of the Mediterranean biomass in order to assess the validity of the thermally-thin pyrolysis assumption currently used in wildland fire models. During wildfire spread, pyrolysis products mix and react with available oxygen to generate the flame. Conse-

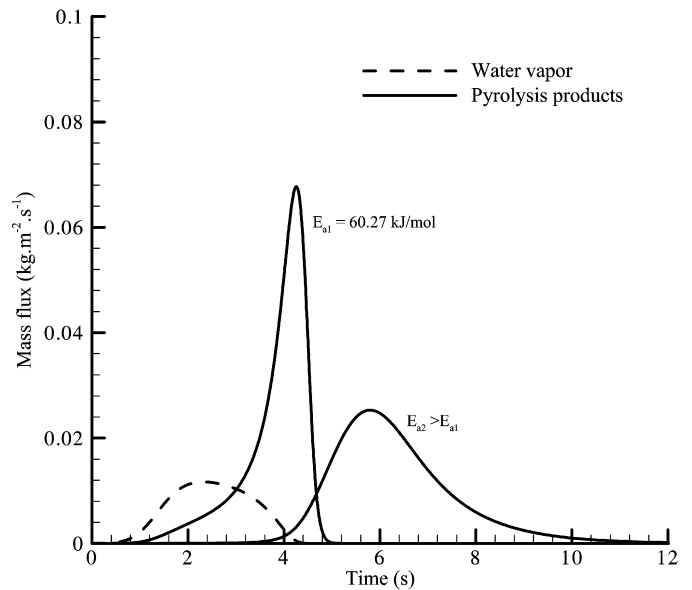


Fig. 2. Time evolution of the vapor and pyrolysis mass flow rates for a thermally-thin 0.25 mm-radius sphere and FMC = 30% exposed to a radiant heat flux of 40 kW m⁻².

quently, oxygen is highly consumed by homogeneous combustion and thus a small amount of oxygen mass fraction diffuses towards the solid surface, which limits char oxidation. This means that pyrolysis and char oxidation processes occur successively. Char oxidation can then be disregarded as it does not influence pyrolysis process. Particles are submitted to radiant heat fluxes ranging from 10 to 150 kW m⁻². Particle characteristic lengths in the range 0.05–3 mm and FMC in the range 0–100% are considered. Spheres, cylinders and slabs are considered. Douglas pine is used as fuel. Thermal properties values and thermokinetic constants of this fuel are listed in Table 1. The transition between thermally-thin and thermally-thick pyrolysis regimes can be determined by a threshold value on the Biot number defined by:

$$Bi = \frac{\varepsilon Q_{ext} L}{\lambda \Delta T} \quad (19)$$

L is a characteristic length depending on the particle geometry while ΔT refers to the difference between a characteristic pyrolysis temperature and the ambient. During thermal degradation, both emissivity and conductivity may vary significantly leading to an unclear definition of the Biot number. Bryden et al. [17] argued that the limiting Biot number for thermally-thin regime occurs after the wood is dried and consequently the particle size limit for thermally-thin pyrolysis is independent on FMC. This assertion is strictly valid if drying and pyrolysis occurs successively in the thermally-thin regime. For wood species typical of Mediterranean ecosystems, the onset of pyrolysis occurs at low temperature which explains the low activation energy of pyrolysis (Table 1). Fig. 2 shows both vapor and pyrolysis mass flow rates as a function of time for a sphere of radius 0.25 mm and FMC of 30% submitted to a 40 kW m⁻² radiant heat flux. Since, the maximum temperature difference across the particle during wood degradation process is less than 20 K, it is considered that pyrolysis occurs in the thermally-

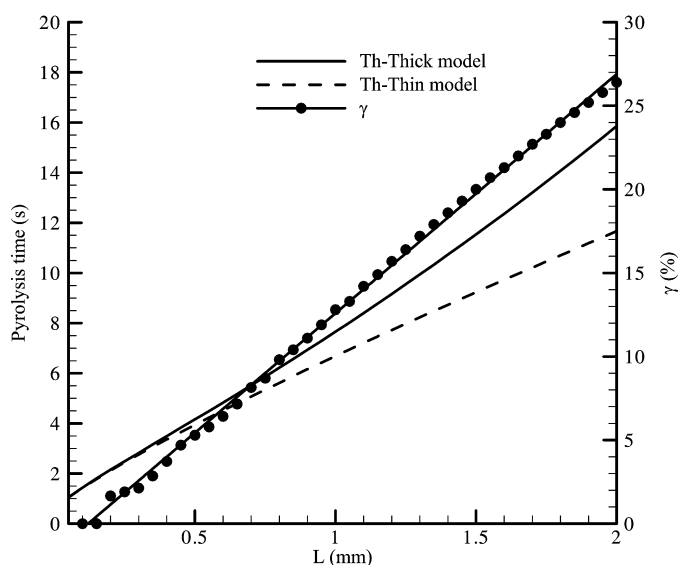


Fig. 3. Evolution of the pyrolysis times obtained from thermally-thin and thermally-thick models and γ as a function of the characteristic length for dry cylinders. The radiant heat flux is 40 kW m^{-2} .

thin regime in agreement with Bryden et al. [17]. Results reveal that although the particle is thermally-thin, drying and pyrolysis processes overlap. These two processes become successive for higher pyrolysis activation energies. This overlapping explains the difficulty to initiate flaming combustion for thin and wet vegetal particles as water vapor dilutes pyrolysis products. Consequently, the initial FMC may affect the transition between thermally-thin and thermally-thick pyrolysis regimes. This will be studied below.

In order to define an adequate Biot number, a criterion has to be defined to delimit thermal regimes for pyrolysis. For wild-land fires, the flaming residence time is directly related to the pyrolysis time. Consequently, in order to evaluate the transition regime, the relative variation between pyrolysis times determined for both regimes is considered:

$$\gamma = 100 \times \left(\frac{t_{p,\text{thick}} - t_{p,\text{thin}}}{t_{p,\text{thick}}} \right) \quad (20)$$

Fig. 3 shows the evolution of pyrolysis times obtained from both thermally-thin and thermally-thick models and γ versus the particle radius for cylindrical dry particles exposed to a radiant heat flux of 40 kW m^{-2} . For small particle radius, both models provide the same solution. As the radius increases, the relative discrepancy between the two models increases as the thermally-thin assumption becomes no longer valid. The regime transition may be defined by a 2% threshold value on γ . A slight change in this threshold value does not modify significantly the particle size limit in the thermally-thin regime. A 2%-threshold value on γ results in a maximum temperature difference across the particle during pyrolysis less than 20 K.

In order to study the effect of FMC on the transition, the evolution of pyrolysis times obtained from both thermally-thin and thermally-thick models as a function of the particle characteristic length for FMC of 0, 30 and 50% is shown in Fig. 4. Cylinders submitted to an external radiant heat flux of 40 kW m^{-2} ,

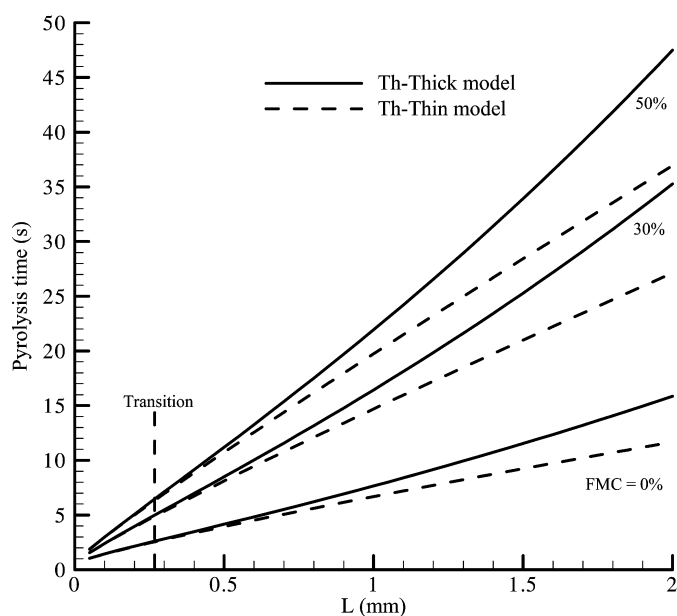


Fig. 4. Pyrolysis times as a function of the radius of a cylinder for different FMC. The radius at which transition between thermally-thin and thermally-thick pyrolysis occurs is indicated. The radiant heat flux is 40 kW m^{-2} .

are considered. It is worthy noting that the same conclusions can be drawn independently of the particle shape and the external heat flux. As shown previously, vapor and pyrolysis mass flow rates overlap even in the thermally-thin regime due to the low pyrolysis activation energy (Table 1). This explains that, for given external heat flux and particle size, the pyrolysis time increases with FMC whatever the thermal regime. For higher pyrolysis activation energies, drying and pyrolysis processes would become successive in the thermally-thin regime and FMC would not affect the pyrolysis time [19]. Although pyrolysis time increases with FMC in the thermally-thin pyrolysis regime, Fig. 4 shows that FMC has not a significant effect on the transition radius. The critical radius is 0.265, 0.27 and 0.26 mm for FMC of 0, 30, and 50%, respectively. Since the size transition delimiting thermally-thin and thermally-thick pyrolysis is nearly independent of FMC, the Biot number can be defined as:

$$Bi = \frac{\varepsilon_w Q_{\text{ext}} L}{\lambda_w \Delta T} \quad (21)$$

The characteristic length L is the half of the slab thickness. It corresponds to the radius for both cylinder and sphere. The effects of the particle shape on the regime transition can be deduced from the following analysis. Let us consider a dry particle. In the thermally-thin pyrolysis regime the integration of Eqs. (12)–(14) over the whole particle volume leads to:

$$m_i'' S_p = (1 - v_{\text{char}}) \alpha_i R_{\text{pyr}} V_p, \quad i = \text{CO}, \text{CO}_2 \quad (22)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} V_p = \{ \varepsilon [Q_{\text{ext}} - \sigma (T^4 - T_{\text{amb}}^4)] + h_{\text{conv}} (T_{\text{amb}} - T) \} S_p - R_{\text{pyr}} \Delta H_{\text{pyr}} V_p \quad (23)$$

These two equations have to be solved in connection with Eqs. (3) and (4).

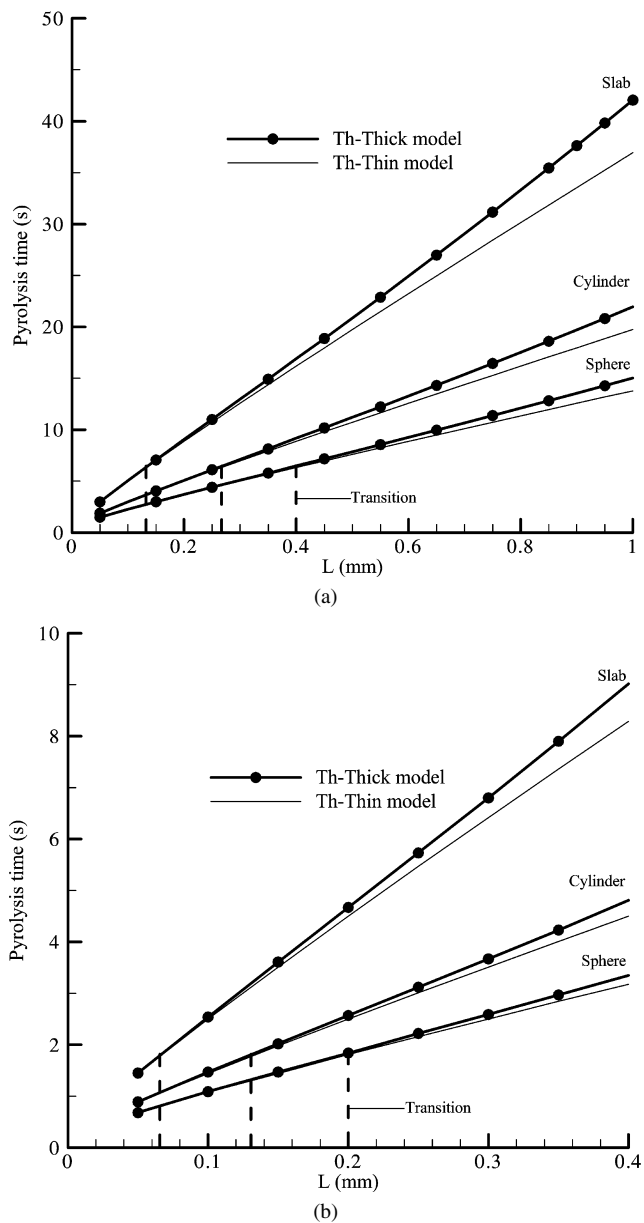


Fig. 5. Pyrolysis time as a function of the particle radius for an external heat flux of (a) 40 kW m^{-2} and (b) 80 kW m^{-2} . Slabs, cylinders and spheres are considered.

A dimensional analysis shows that the last term on the right-hand side of Eq. (23) can be neglected due the low heat of pyrolysis emphasizing that the effect of the particle shape is related only to the particle surface-area-to-volume ratio, $\sigma_p = S_p/V_p$. As transition occurs for a critical value of σ_p whatever the particle geometry, the corresponding particle characteristic lengths are related by

$$L_{cr,slab} = L_{cr,cylinder}/2 = L_{cr,sphere}/3 \quad (24)$$

This behavior appears clearly by comparing the evolutions of the pyrolysis time versus the particle characteristic length for external heat fluxes of 40 and 80 kW m^{-2} . For an incident flux of 40 kW m^{-2} (Fig. 5(a)), transition occurs for a characteristic length of 0.13 mm for a slab, whereas it is 0.26 mm for a cylinder and 0.4 mm for a sphere. When the external heat flux is

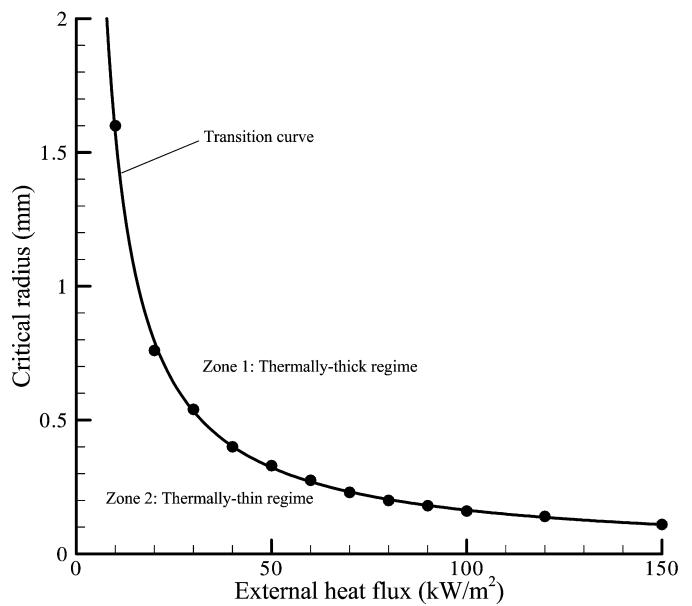


Fig. 6. Evolution of the transition radius as a function of the external radiant heat flux for spheres.

increased to 80 kW m^{-2} (Fig. 5(b)), L_{cr} is equal to 0.065, 0.13 and 0.20 mm, respectively. These values satisfy Eq. (24).

Using a characteristic pyrolysis temperature of 500 K [2], the transition Biot number (Eq. (21)) is found to be 0.1, 0.2 and 0.3 for a slab, a cylinder and a sphere, respectively. Eq. (24) suggests that a Biot number independent of the particle geometry can be defined as:

$$Bi = \frac{\varepsilon_w Q_{ext}}{\lambda_w \sigma_p \Delta T} \quad (25)$$

Using this definition of the Biot number, the transition between thermally-thin and thermally-thick pyrolysis occurs at $Bi = 0.1$ whatever the geometry considered.

Fig. 6 shows the evolution of the transition radius as a function of the external radiant heat flux for a sphere. As shown previously, the transition characteristic length for cylinder and slab can be deduced from Eq. (24) and the above-drawn conclusions remain valid for cylinder and slab. It is found that the transition radius decreases with increasing radiant flux. This curve allows distinguishing thermally-thin and thermally-thick pyrolysis regimes. Particles of 0.5 mm radius are thermally thin for a flux less than 30 kW m^{-2} and become thermally thick beyond. For wildland fire applications where the fuel particles are often exposed to strong radiant heat fluxes, the range of validity of the thermally-thin pyrolysis assumption is then very limited. It must be underlined that even thin particles such as pine needles have likely to be treated as thermally thick for typical fires in Mediterranean landscapes.

4.3. Further discussions

Since pyrolysis of fuel particles in wildland fire spread occurs in the thermally-thick regime, it is important to know which mechanism controls the pyrolysis process. The characteristic times for heat diffusion and kinetics are given by $\tau_d =$

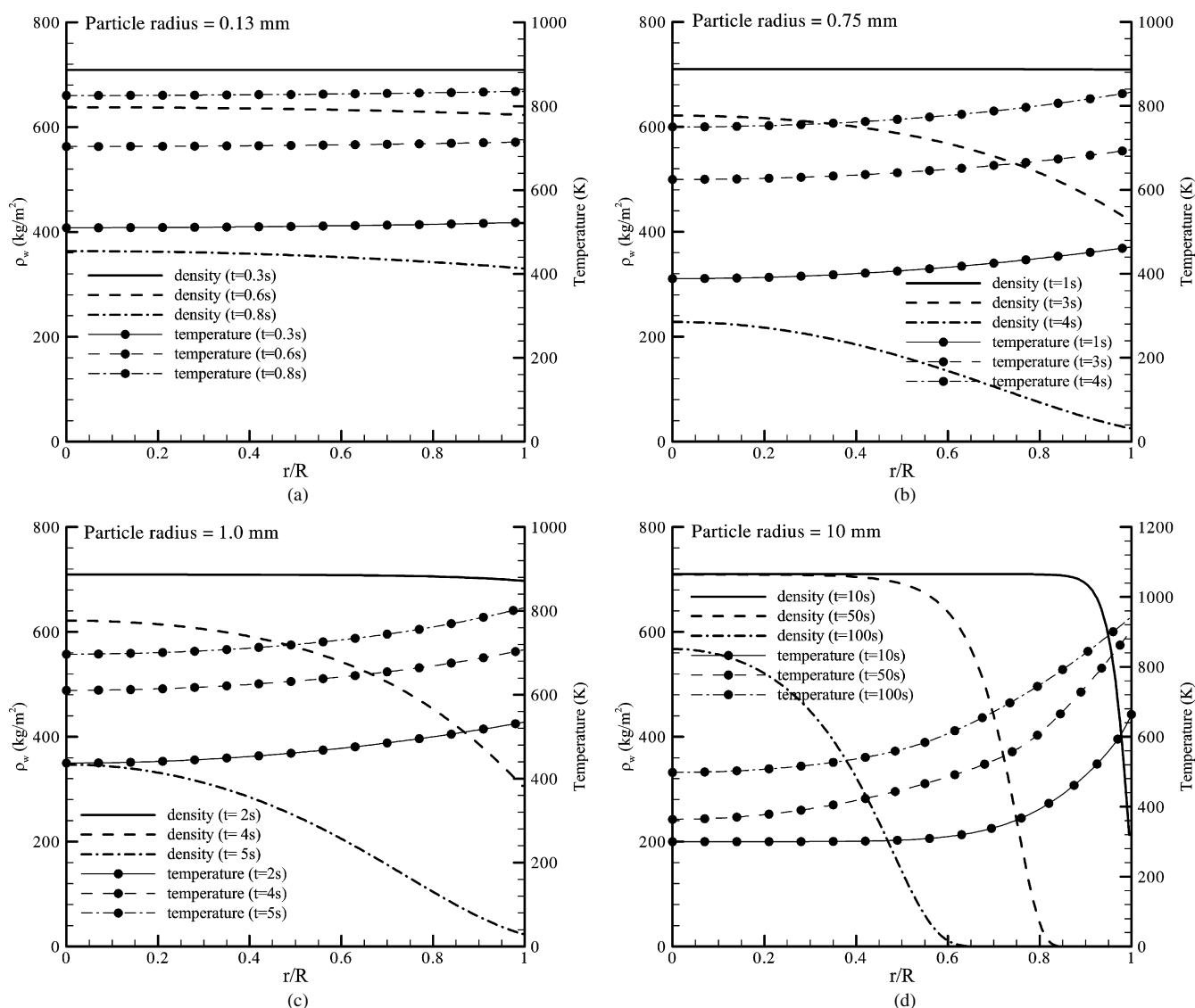


Fig. 7. Temperature and wood density profiles across cylindrical particles submitted to an external radiant flux of 80 kW m^{-2} at different times and for particle radii of: (a) 0.13 mm, (b) 0.75 mm, (c) 1 mm, and (d) 10 mm.

$L^2/\alpha_{th,d}$ and $\tau_c = (A_{pyr} e^{-\frac{E_{pyr}}{RT}})^{-1}$ where $\alpha_{th,d} = \lambda_w/(\rho_w C_{pw})$ is the thermal diffusivity. Two limiting cases can be distinguished: a kinetically-controlled regime for $\tau_d \ll \tau_c$ and a heat-diffusion-controlled regime for $\tau_d \gg \tau_c$. For the latter, the chemical process is fast and the pyrolysis front can be represented as an infinitely thin front. This is the starting point of the shrinking unreacted-core model.

Fig. 7 shows temperature and wood density profiles across cylindrical particles at different times for an external heat flux of 80 kW m^{-2} and different particle radius. For the smallest particles (the value of 0.13 mm corresponds to the transition radius), these profiles are almost flat with the exception of a slight temperature gradient which takes place inside the particle near the outer surface. In this case $\tau_c \approx 0$ and the pyrolysis process is kinetically-controlled. As the particle size increases, the penetration of the thermal wave is no longer infinitely fast and temperatures profiles exhibit more variation across the particle (Figs. 7(b) and 7(c)). As a consequence, wood density in-

creases as the distance from the particle center decreases. However, pyrolysis occurs in the major part of the particle which suggests that for particles of 0.75 and 1 mm radius, pyrolysis is kinetically-controlled. For larger particles, as the particle size increases, the wood density profiles show a sharp variation which suggests that the process becomes controlled by heat diffusion (Fig. 7(d)). Although not shown in the figures, both pyrolysis and evaporation times exhibit a linear increase with FMC as reported in previous experimental and theoretical analysis [12,19].

4.4. Application to firebrand combustion

In this section the model is applied to describe the combustion of firebrands. Experimental data of the Northern Forest Fire Laboratory, reported by Muraszew et al. [32] are used for comparisons. These experiments consider the combustion of oven dry 12.7 cm-long cylinders, wind relative velocities of 4.47

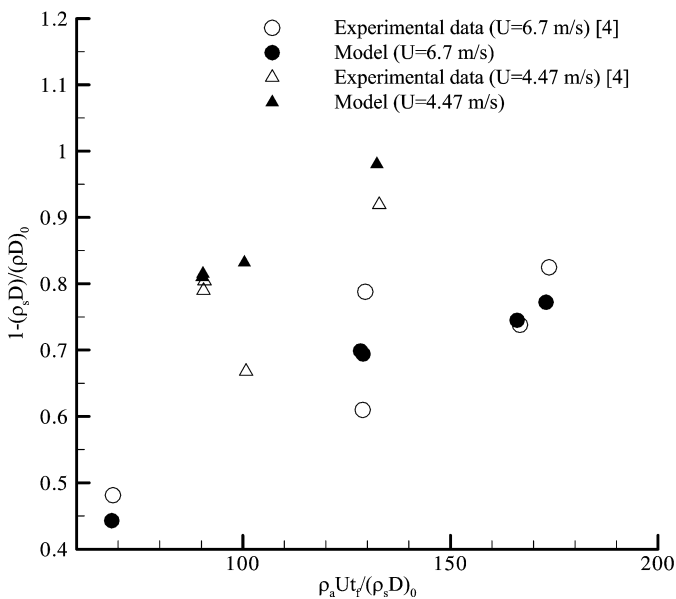


Fig. 8. Fractional loss of density \times thickness as a function of a regression variable for Ponderosa Pine firebrands.

and 6.70 m s^{-1} and different initial particle sizes and masses. Wood material is pyrolyzed by heat supplied from homogeneous combustion at the outer surface. Consequently, during the pyrolysis process, the surface particle temperature remains constant and equals to 993 K [33]. The properties of air surrounding the particle are evaluated at average conditions which are taken to be the ambient pressure and the arithmetic mean of the surface particle temperature and the ambient temperature. Fig. 8 shows the evolution of the ratio $(\rho_s D)/(\rho_s D)_0$ as a function of $(\rho_a U t_f)/(\rho_s D)_0$ where ρ_s , D , U , t_f and ρ_a represent the solid density, the particle diameter, the wind velocity, the final test time, and the air density, respectively. The subscript 0 denotes initial values. These two dimensionless groups are taken from the analysis of Albin [4] based on the data of Muraszew et al. [32]. The data concerns Ponderosa Pine. Fig. 8 shows that the agreement between the model results and the experimental data is good with a maximum in deviation of 20%.

5. Conclusion

A simplified thermally-thick wildland fuel degradation model is developed. Model results are found in agreement with experimental data. The model is applied to assess the validity of the thermally-thin pyrolysis assumption currently used in wildland fire behavior models. The following conclusions can be drawn:

- For a given radiant flux, FMC does not affect the particle size limit for thermally-thin pyrolysis. For the present purpose, this result is not direct since drying and pyrolysis overlaps even in the thermally thin regime due to the low activation energy of pyrolysis.
- Geometry has a significant effect on the particle size limit for thermally-thin pyrolysis. For a given flux, results reveal that the transition between the thermally-thin and the

thermally-thick regimes occurs for the same value of the particle surface-to-volume ratio which leads to the determination of the corresponding characteristic lengths for slabs, spheres, and cylinders.

- Defining the Biot number as $Bi = \frac{\varepsilon_w Q_{ext}}{\lambda_w \sigma_p \Delta T}$, transition occurs when $Bi = 0.1$ whatever the particle shape.
- The range of validity of the thermally-thin pyrolysis assumption in wildland fire behavior modelling is all the more limited as the heat transfer from the flame to the unburnt fuel bed is high. The characteristic length for which transition occurs is determined as a function of the overhead flame radiative heat flux.
- Results suggest that pyrolysis is kinetically-controlled for fine particles that are responsible for fire spread. As particle size increases, the characteristic time of heat diffusion becomes smaller and the pyrolysis becomes progressively controlled by heat diffusion. For low characteristic diffusion time, the pyrolysis front can be approximated by an infinitely thin front separating char layer from virgin wood.

Finally, comparisons with experiments show that the model is relevant to describe firebrand combustion.

References

- [1] N.D. Burrows, Flame residence times and rates of weigh loss of eucalypt forest fuel particles, *Int. J. Wildland Fire* 10 (2) (2001) 137–143.
- [2] B. Porterie, D. Morvan, L.C. Loraud, M. Larini, Firespread through fuel beds—modelling of wind-aided fires and induced hydrodynamics, *Phys. Fluids* 12 (2000) 1762–1782.
- [3] B. Porterie, J.C. Loraud, L.O. Bellemare, J.L. Consalvi, A physically-based model of the onset of crowning, *Combust. Sci. Technol.* 175 (2003) 1109–1141.
- [4] F.A. Albin, Spot fire distance from burning trees—a predictive model, *Gen. Tech. Rep. INT-56*, USDA Forest Service, Ogden, Utah, 1979.
- [5] G.M. Byram, K.P. Davis, W.R. Krumm, *Forest Fire: Control and Use*, McGraw-Hill, New York, 1959.
- [6] A.L. Berlad, S.L. Lee, Long-range spotting, *Combust. Flame* 12 (1968) 172–174.
- [7] A. Muraszew, J.B. Fedele, Statistical model for spot fire hazard, *Aerospace Rep. ATR-77(7588)-1*, The Aerospace Corp., El Segundo, CA, 1976.
- [8] D.L. Simms, Damage to cellulosic solids by thermal radiation, *Combust. Flame* 6 (1962) 303–318.
- [9] A.F. Roberts, A review of kinetics data for the pyrolysis of wood and related substances, *Combust. Flame* 14 (1970) 261–272.
- [10] M.A. Kanury, Thermal decomposition kinetics of wood pyrolysis, *Combust. Flame* 18 (1972) 75–83.
- [11] S.S. Alves, J.L. Figueiredo, A model for pyrolysis of wet wood, *Chem. Engrg. Sci.* 44 (1989) 2861–2869.
- [12] J. Saastamoinen, J.R. Richard, Simultaneous drying and pyrolysis of solid fuel particles, *Combust. Flame* 106 (1996) 288–300.
- [13] C. Di Blasi, Heat, momentum, and mass transport through a shrinking biomass particle exposed to thermal radiation, *Chem. Engrg. Sci.* 51 (1996) 1121–1132.
- [14] K.W. Ragland, J.C. Boerger, A.J. Baker, A model of chunk wood combustion, *Forest Products J.* 38 (2) (1988) 27–32.
- [15] W.R. Chan, M. Kelbon, B.B. Krieger, Modelling and experimental verification of physical and chemical processes during pyrolysis of large biomass particle fuel, *Fuel* 64 (1985) 1505–1513.
- [16] C. Di Blasi, Modelling and simulation of combustion processes of charring and non-charring solid fuels, *Prog. Energy Combust. Sci.* 19 (1993) 71–104.
- [17] K.M. Bryden, K.W. Ragland, C.J. Rutland, Modelling thermally-thick pyrolysis of wood, *Biomass Bioenergy* 22 (2002) 41–53.

- [18] A. Atreya, Pyrolysis, ignition and fire spread on horizontal surface of wood, National Bureau of Standards, Rep. NBS-GCR-83-449, 1984.
- [19] A. Galgano, C. Di Blasi, Modelling the propagation of drying and decomposition fronts in wood, *Combust. Flame* 139 (2004) 16–27.
- [20] M.J. Spearpoint, J.G. Quintiere, Predicting the burning of wood using an integral model, *Combust. Flame* 123 (2000) 308–324.
- [21] D.L. Pyle, C.A. Zaror, Heat transfer and kinetics in the low temperature pyrolysis of solids, *Chem. Engrg. Sci.* 39 (1984) 147–158.
- [22] H. Thunman, B. Leckner, F. Niklasson, F. Johnsson, Combustion of wood particles—a particle model for Eulerian calculations, *Combust. Flame* 129 (2002) 30–46.
- [23] J.F. Sacadura, Initiation aux transferts thermiques, Techn. Doc., Lavoisier, Paris, 1982.
- [24] A.M. Grishin, in: F.A. Albin (Ed.), *Mathematical Modelling of Forest Fires and New Methods of Fighting Them*, Pub. House Tomsk University, Tomsk, Russia, 1997.
- [25] C. Di Blasi, E. Gonzalez Hernandez, A. Santoro, Radiative pyrolysis of single moist wood particles, *Indust. Engrg. Chem. Res.* 39 (2000) 873–882.
- [26] C. Di Blasi, C. Branca, C. Santoro, E. Gonzalez Hernandez, Pyrolytic behaviour and products of some wood varieties, *Combust. Flame* 124 (2001) 165–177.
- [27] M.F.R. Mulcahy, I.W. Smith, Kinetics of combustion of pulverized fuels: a review of theory and experiment, *Rev. Pure Appl. Chem.* 19 (1969) 81–106.
- [28] N. Frössling, Über die verunstung fallender tropfen, *Gerlands Beitr. Geophys.* 52 (1938) 170–216.
- [29] S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, London, 1980.
- [30] W.J. Parker, Prediction of the heat release rate of Douglas Fir, in: *Proceedings of the 2nd Int. Symp. Fire Safety Science*, 1989, pp. 337–346.
- [31] C. Di Blasi, Processes of flames spreading over the surface of charring fuels: effects of the solid thickness, *Combust. Flame* 97 (1994) 225–239.
- [32] A. Muraszew, J.B. Fedele, W.C. Kuby, Firebrand investigation, *Aerospace Rep. ATR-75(7470)-1*, The Aerospace Corp., El Segundo, CA, 1975.
- [33] S.D. Tse, A.C. Fernandez-Pello, On the flight paths of metal particles and embers generated by power lines in high winds—a potential source of wildland fires, *Fire Safety J.* 30 (1998) 333–356.



Modeling transport and combustion of firebrands from burning trees

Nicolas Sardoy^a, Jean-Louis Consalvi^a, Bernard Porterie^{a,*},
A. Carlos Fernandez-Pello^b

^a IUSTI/UMR CNRS 6595, Technopôle de Château-Gombert, 5 Rue Enrico Fermi, 13453 Marseille cedex 13, France

^b Department of Mechanical Engineering, University of California at Berkeley, Berkeley, CA 94720-1740, USA

Received 12 June 2006; received in revised form 11 April 2007; accepted 12 April 2007

Available online 4 June 2007

Abstract

Burning embers, commonly called firebrands, are lofted by a fire's buoyant plume and transported downwind to ignite new fires (spot fires) ahead of the main fire. In the present work, transport and combustion of firebrands from burning trees are numerically investigated. A three-dimensional physics-based model is used to precompute the steady-state gas flow and thermal fields induced by a crown fire into which firebrands will be injected. Another preliminary study of the thermal degradation and combustion of woody fuel particles is conducted to determine the burning characteristics of firebrands. Then the trajectories and burning rates of disk-shaped firebrands lofted by the crown fire plume and transported downwind are calculated for various values of the wind speed, U_{wind} , and of the fire intensity, I . Firebrands of different sizes and densities are first launched from a specified location at the top of the canopy. Firebrands that fall on the ground are in a flaming or a glowing state depending on the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ ($\rho_f^{w_0}$: initial firebrand density, τ : firebrand thickness). Results show that for firebrands that remain longer in the thermal plume, the distance covered upon landing is independent of the initial particle diameter and correlates well with $I^{0.1} U_{\text{wind}}^{0.9} (\rho_f^{w_0} \times \tau)^{-0.2}$. The normalized brand mass fraction at landing also correlates with the flight time normalized by the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ for flaming firebrands or by the product $\rho_f^{w_0} \times D_0^{5/3}$ (D_0 : initial firebrand diameter) for glowing firebrands. For firebrands released from random locations within the canopy, the above correlations remain unchanged, thereby demonstrating the generality of the developed approach.

© 2007 The Combustion Institute. Published by Elsevier Inc. All rights reserved.

Keywords: Spotting; Firebrand; Fire; Buoyant plume; Lofting; Burning embers

1. Introduction

The spotting process, whereby flaming or glowing embers, commonly called firebrands, are lofted by a

fire plume and transported downwind to ignite new fires (spot fires) ahead of the main fire, is an important mechanism for wildland fire spread. Pieces of bark, needles, leaves, cones, twigs, and small branches are good candidates for spotting. Dense, short-distance spotting (up to tens of meters from the main fire front) may occur continuously, while occasionally, isolated spots or groups of spots may be ignited at longer distances (between hundreds of meters and a

* Corresponding author.

E-mail address: bernard.porterie@polytech.univ-mrs.fr (B. Porterie).

Nomenclature

A	pre-exponential factor	<i>Greek symbols</i>	
A_k	specific wetted area of the solid phase, $\alpha_k \sigma_k$	α	phase volume fraction
c_p	specific heat	α_i	incidence angle of disk-shaped firebrands
D	firebrand diameter	δ_{ij}	Kronecker delta
d	distance covered by the firebrands	ε	dissipation rate of k , surface emissivity
f_{vs}	soot volume fraction	λ	thermal conductivity
\mathbf{g}	gravity acceleration vector	μ	viscosity
G	average incident radiation, $G = \int_{4\pi} I(\boldsymbol{\Omega}) d\Omega$	$\dot{\omega}_\alpha$	rate of production of species α
h	enthalpy	$\boldsymbol{\Omega}$	directional vector of radiative intensity
h_{conv}	heat transfer coefficient	ρ	density
Δh	heat of reaction	σ_k	surface-area-to-volume ratio of a solid-phase particle, $\sigma_k = s_k/v_k$
I	radiative intensity, fire intensity	σ_ϕ	turbulent Prandtl/Schmidt number for ϕ
I_b	black body radiative intensity ($I_b(T) = \sigma T^4/\pi$)	τ	thickness of a disk-shaped firebrand
k	turbulent energy	<i>Subscripts and superscripts</i>	
l	length of a cylinder-shaped firebrand	α	gas species ($\alpha = \text{CO}, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{N}_2$)
L	latent heat	char	residual char
M	firebrand mass	f	firebrand
\mathbf{n}	unit vector normal to boundary ($\mathbf{n} = \mathbf{r}$ for cylinder-shaped brands, $\mathbf{n} = \mathbf{z}$ or \mathbf{r} for disk-shaped brands)	film	gas property calculated at the film temperature
Pr	Prandtl number	final	firebrand property at landing
Q	energy influx	g	gas phase
Sc	Schmidt number	k	solid phase (fuel bed)
T	temperature	n	time iteration level
U_{wind}	wind speed	ox	oxidation
v_f	volume of a firebrand	pyr	pyrolysis
v_k	volume of a solid-phase (fuel bed) particle	surf	firebrand surface
\mathbf{V}	velocity vector	w	dry wood
Y_α	mass fraction of species α	0	initial value
		∞	freestream value

few kilometers). There are many factors that affect spotting: the weather, topography, and fuel, which includes the receptive fuel bed propensity to ignite. Spotting is the dominant fire propagation mechanism in high-intensity forest fires (e.g., crown fires), with severe implications for prevention, forecasting, and combat. One may think of partial clearance of forest lands, house distribution in wildland–urban interface areas, and reduction in the firebreak efficiency. Prediction of spot fires and firebrand distribution requires understanding of the firebrand behavior, including their transport in convective plumes associated with different fire intensities and wind speeds, and their potential to ignite fuel beds on landing. The necessity of combining transport and combustion firebrand models with wildland fire convection plume

models is patently obvious. The present work focuses on the transport and combustion of firebrands, the ignition of the receptive fuel bed not being considered.

The transport and combustion of firebrands were first studied in the reference works of Tarifa et al. [1,2]. Laws of variation of radius and density for both spherical and cylindrical particles as functions of time, relative wind speed, kind of wood, and moisture content were deduced from wind tunnel experiments. Flight paths and lifetimes of burning wooden brands were then determined for both uniform ambient horizontal wind and basic vertical or inclined constant-velocity convection column models. The maximum distance reached by still-burning firebrands was estimated.

Lee and Hellman analytically modeled the aerodynamic behavior of spherical firebrands of constant density in a turbulent, swirling axisymmetric convection plume [3,4] and in Tarifa's two-dimensional tilted constant-velocity convection plume [4]. Using Tarifa's data for wood spheres, two empirical laws of the burning rate were established [3,4]. For the tilted convection plume, the flight paths of spherical firebrands were compared with those of Tarifa. The shapes of the trajectories obtained in both studies were similar, although those from Lee and Hellman were shorter in length.

Muraszew and Fedele [5] modeled two-dimensional trajectories of cylindrical firebrands released above a fire whirl. The firebrand combustion model required the time evolution of both density and diameter. From their experiments on firebrands generated in the fire whirl core, the authors obtained an exponential decay law of density. They also used Tarifa's relationship [2] to compute the diameter regression rate.

Albini developed a burning-rate model based on the linear relationship between two dimensionless groups: $x_{\text{Albini}} = (\rho_{\infty} U_{\text{wind}} t) / (\rho_f^w D)_0$ and $y_{\text{Albini}} = 1 - (\rho_f^w D) / (\rho_f^w D)_0$. The constant regression coefficient $K = 0.0064$ in the equation $y_{\text{Albini}} = K x_{\text{Albini}}$ was determined from the data of Muraszew et al. [6] for four wood species. From this firebrand combustion model, Albini derived a linear equation which describes the change in terminal velocity with time. He also modeled the two-dimensional trajectories of cylinder-shaped firebrands lofted by one or several torching trees [7] or a burning of heavy fuel accumulation [8] using a semiempirical model (based upon simplified submodels) to describe the structure of the steady flame and buoyant plume. From these results he determined the maximum height to which a firebrand is lofted as well as the maximum possible spot fire distance. He also considered the transport of firebrands by line thermals [9,10] for wind-driven fires. Thermals generated were assumed to provide the principal means of transporting particles. The maximum height of a lofted firebrand was found to be roughly proportional to the square root of thermal energy.

The work of Woycheese and Pagni [11] examined the lofting of spherical nonburning brands by a vertical Baum and McCaffrey plume. This work was extended to combusting spheres using a burning-droplet model (surface regression only, constant particle density) [12]. Brand lofting and propagation downwind were then approximated as separate processes by exposing spherical burning brands to a Baum and McCaffrey vertical plume in the lofting phase and a constant horizontal ambient wind during propagation [13]. Woycheese and Pagni [14] determined

the maximum propagation distance of combusting disk-shaped brands exposed to the above-mentioned two-distinct-component flow field. A stagnation-point combustion model was used and lift forces were considered in the propagation phase. A constant angle of attack, between the disk face and the relative wind, was assumed. The authors underlined that lift significantly enhances the spotting risk by increasing propagation distances. From an experimental point of view, studies [15,16] were conducted to complement the work of Tarifa [1,2] by providing data and a better understanding of the combustion of wooden brands of different geometrical shapes in forced flow.

Tse and Fernandez-Pello [17] developed a numerical model that allows the calculations of trajectories, thermal and mass histories, and lifetimes of thermally thin spherical metallic particles (burning or not burning) and burning embers, released at arbitrary heights in an ambient wind. This work was continued by Anthenien et al. [18], who assessed the potential of firebrands of various shapes (spheres, cylinders, and disks) to spread fires. The embers may be launched at a specific height or lofted by a buoyant Baum and McCaffrey fire plume and carried by an ambient wind using a firebrand combustion model that includes both in-depth pyrolysis and heterogeneous surface combustion.

Recently, Ellis [19] studied in detail the aerodynamic and combustion characteristics of the stringy bark firebrand samples (bark of *Eucalyptus obliqua*), such as the flaming time, burnout time, terminal velocity, and mass, thanks to experiments made in the CSIRO vertical wind tunnel. To determine the trajectories of samples, transport and combustion models were combined with a two-dimensional bushfire plume model [20]. The predictions of maximum spotting distance were determined for given fire intensity, wind speed, and initial height. The comparison with the 1962 Daylesford fire data showed that model results were in fairly good agreement with the experiments despite the lack of knowledge of some of the model parameters.

In this work a numerical model for the transport of burning brands lofted by the three-dimensional steady-state buoyant plume from a crown fire is presented. The plume is precomputed using a reduced version of a physics-based two-phase model [21,22]. The rates of biomass reduction due to thermal degradation are adjusted to give the desired crown fire intensity. It is expected that the physical presence of the vegetation cover will give relevant evaluations of the flow field and flame properties. Once the flow and thermal fields are obtained for the gas phase, firebrands are launched from the canopy of a group of burning trees. Disk-shaped firebrands are considered as they represent the highest potential risk for long-

range spotting [18]. A model for the pyrolysis and combustion of firebrands is also developed. Due to the lack of data on disk-shaped brands, this model is validated against experimental data for wooden cylinders placed in a constant-velocity wind field. Temperature and size histories and trajectories of firebrands are computed to estimate landing distances. Although this study focuses on crown fires, which are known to be excellent generators of embers for spotting, the same procedure could be applied to ground fires.

2. Transport of firebrands by a fire's buoyant plume

2.1. Fire model

A physics-based forest fire model, based on a two-phase description of the medium in which a gas flows through a multiclass fuel bed, has been developed [22]. The gas phase and each class of the solid phase (i.e., vegetation elements such as dead and living needles, leaves, and branches) in thermal nonequilibrium are assumed to be interdispersed and coupled by appropriate interaction terms. Each of them is treated as a continuum and governed individually by a set of time-dependent equations. In the present study, this model is reduced to calculate the steady three-dimensional buoyant plume representative of a wildland fire. This is achieved by assuming single-class thermally thin fuel particles with a constant temperature, and adjusting the rates of particle mass reduction relative to the thermal degradation of the solid to get prescribed fire intensities. Only the gas phase equations with source terms due to the solid-phase contribution need to be solved.

2.1.1. Governing equations for the gas phase

The gas flow is described by the Favre-averaged balance equations for mass, momentum, enthalpy, and species mass fraction. Turbulence is modeled using the RNG (renormalization group theory) $k-\epsilon$ closure with additional buoyancy-driven production/destruction. The general form of the elliptic differential equations is given by

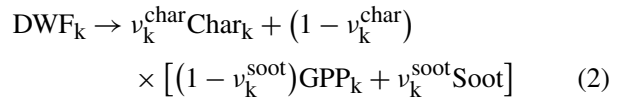
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\phi u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi. \quad (1)$$

In Table 1, the source terms, S_ϕ , and the effective exchange coefficients, Γ_ϕ , are summarized for the different variables and the constants of the turbulence model are listed.

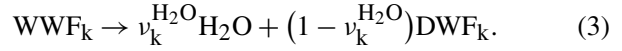
2.1.2. Chemical model

Thermal degradation of wet wildland fuel matter (WWF_k) is a two-step mechanism where the en-

dothermic pyrolysis reaction



is preceded by the endothermic drying reaction



DWF_k and GPP_k symbolize dry wildland fuel matter and gaseous pyrolysis products, respectively. For various forest fuels, the composition of pyrolysis products is complicated (CO, CO₂, CH₄, H₂, C₂H₆, etc.) and temperature-dependent. For simplicity, since the carbon monoxide is the most abundant component among the gaseous combustible products, it is taken as the combustible gas [26]. In the present study, $\text{GPP}_k = \alpha_k^{\text{CO}} \text{CO} + (1 - \alpha_k^{\text{CO}}) \text{CO}_2$, where α_k^{CO} is the combustible part of GPP_k. The major gas species which are taken into consideration are then CO, O₂, CO₂, H₂O, and N₂. Moreover, Grishin [26] showed that a more representative seven-component combustible mixture (adding CH₄ and H₂ to the five-component mixture) led to no more than a 4% temperature deviation.

The source terms that appear in the gas phase equations (see Table 1) as a consequence of thermal degradation of the fuel material are deduced from the rates of water vaporization, $R_k^{\text{H}_2\text{O}}$, and pyrolysis, R_k^{pyr} :

$$S_{Y_\alpha} = \begin{cases} (1 - \nu_k^{\text{char}})(1 - \nu_k^{\text{soot}})\alpha_k^{\text{CO}} R_k^{\text{pyr}}, \\ 0, \\ (1 - \nu_k^{\text{char}})(1 - \nu_k^{\text{soot}})(1 - \alpha_k^{\text{CO}}) R_k^{\text{pyr}}, \\ R_k^{\text{H}_2\text{O}}, \\ 0. \end{cases} \quad (4)$$

The pyrolysis rate is adjusted to obtain the desired fire intensity. Concerning the chemical reactions in the gas phase, use is made of a single-step CO oxidation reaction: $\text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$.

Assuming fast oxidation, the burning rate of carbon monoxide is limited by the turbulence dissipation rates of either fuel, oxygen, or hot products, the slowest of which will control the local reaction rate [27]. Thus, the mass rate of production of gaseous species due to the above reaction can be determined from

$$\dot{\omega}_{\text{CO}} = -\rho \frac{\epsilon}{k} \min \left(C_R Y_{\text{CO}}, C_R \frac{Y_{\text{O}_2}}{s_1}, \frac{C'_R Y_{\text{CO}_2}}{1 + s_1} \right), \\ \dot{\omega}_{\text{O}_2} = s_1 \dot{\omega}_{\text{CO}}, \quad \text{and} \quad \dot{\omega}_{\text{CO}_2} = -(1 + s_1) \dot{\omega}_{\text{CO}}, \quad (5)$$

where C_R and C'_R are constants taken to be 4 and 2, respectively, and s_1 the stoichiometric ratio of the chemical reaction ($s_1 = 4/7$).

Table 1
Summary of the key equations expressed in the generic form

Transport of	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Mass	1	0	$\sum_{\alpha=1}^5 S_{Y_\alpha}$
Momentum	u_i	μ_{eff}	$-\alpha_g \frac{\partial p_g}{\partial x_i} + \rho g_i - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - \rho k \right) \delta_{ij} \right]$ $+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - [F_i]_k$
Enthalpy	h	$\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}$	$-Q_{\text{g,radiative}} - Q_{\text{k,convective}} + \sum_{\alpha=1}^5 S_{Y_\alpha} h_\alpha$
Kinetic energy of turbulence	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$P + W - \rho \varepsilon$
Rate of dissipation of turbulent energy	ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$(C_{\varepsilon 1} - R) \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} W$
Soot volume fraction	f_{vs}	$\frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{0.55 \mu}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} f_{\text{vs}} \right) + \frac{\rho v_k^{\text{soot}} R_k^{\text{pyr}}}{\rho_{\text{soot}}} (1 - v_k^{\text{char}})$
Species mass fraction	Y_α	$\frac{\mu}{\text{Sc}} + \frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$\dot{\omega}_\alpha + S_{Y_\alpha}$

Note. ϕ is the generic fluid property, Γ_ϕ and S_ϕ the exchange coefficient and source/sink terms for ϕ , where $\rho = \alpha_g \rho_g$, $\mu = \alpha_g \mu_g$, $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$, $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$, and ρ_{soot} is the soot density, assumed to be 1800 kg m⁻³. In the enthalpy equation, the species enthalpy is determined at the temperature of the solid-phase surface: $h_\alpha = h_\alpha(T_k)$. The shear and buoyancy turbulence production/destruction terms P and W can be expressed by

$$P = \left[\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad W = g \frac{\mu_t}{T \sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_j},$$

with

$$R = \frac{\eta(1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3}, \quad \eta = \sqrt{\left| \frac{P}{\rho C_\mu \varepsilon} \right|},$$

$$\eta_0 = 4.38, \quad \beta = 0.015, \quad C_\mu = 0.0845, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.42, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.68, \quad C_{\varepsilon 3} = 1.5, \quad \sigma_k = 0.7179,$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.3, \quad \sigma_f = \sigma_t = 0.7, \quad \text{Sc} = \text{Pr} = 0.71.$$

The gas is assumed to be a mixture of perfect gases

$$\rho_g = \rho_g R T \sum_\alpha \frac{Y_\alpha}{W_\alpha}.$$

The static enthalpy of the mixture is defined to include the chemical energy

$$h = \sum_\alpha Y_\alpha \left[\Delta h_{f,\alpha}^0 + \int_0^T C_{p,\alpha}(T) dT \right].$$

For each of the chemical species, polynomial expressions are used for the calculation of the specific heats, as a function of temperature, and of the standard heat of formation at 0 K (CHEMKIN data base, [23]). The drag force per unit volume acting on the solid-phase particles $[F_i]_k$, which appears in the gas phase momentum equation, can be calculated from the correlation proposed by [24] for cylinders. As the two phases are not in local thermal equilibrium, an interfacial convective heat transfer is used to take the interaction between them into account, $Q_{\text{k,convective}} = A_k h_k (T - T_k)$, where the heat transfer coefficient is expressed from the correlation of [25].

2.1.3. Radiation transport and soot formation

The divergence of the radiative heat flux, \mathbf{q}_r , which appears in the energy equation of the gas phase can be expressed as

$$Q_{\text{g,radiative}} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \alpha_g a_g [G - 4\pi I_b(T)]. \quad (6)$$

For an absorbing–emitting gray particulate medium, a multiphase radiative transfer equation (MRTE) has

been developed in [28]. For a single-class solid phase, the radiative intensity in the direction Ω , $I(\Omega)$, obeys the following equation:

$$\Omega_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_g I) + (\alpha_g a_g + \alpha_k a_k) I = \alpha_g a_g I_b(T) + \alpha_k a_k I_b(T_k). \quad (7)$$

The absorption coefficient a_k for the solid phase can be calculated from $a_k = A_k/4$ [28], while that of the soot/combustion products (CO_2 , H_2O) mixture considered as a gray gas is evaluated from the mole fraction of the combustion products and the soot volume fraction [29]: $a_g = 0.1(X_{\text{CO}_2} + X_{\text{H}_2\text{O}}) + 1862 f_{\text{vs}} T$.

As incandescent soot particles are the main contributors to overhead flame radiation, an accurate prediction of radiative transfer requires accounting for soot formation, especially in turbulent flames. In the present soot model, only one equation is used, namely a transport equation for the volume fraction of soot f_{vs} . The source terms in the soot transport equation (see Table 1) account for thermophoresis and formation processes. In accordance with Grishin [26], we can assume that most of the soot in the flame is produced as a result of the pyrolysis of wildland fuels. The rate of soot formation is then proportional to that of pyrolysis [22].

2.1.4. Solution procedure

The conservation equations (Eq. (1), Table 1) are discretized on a staggered, nonuniform Cartesian three-dimensional grid using a finite-volume procedure with a second-order backward Euler scheme for time integration. Diffusion terms are approximated using a second-order central difference scheme. The ULTRASHARP approach, which combines the use of a high-order upwind scheme for the convective terms and of a flux limiter strategy [30] is used. The pressure–velocity linked equations are solved using the iterative PISO algorithm developed by Chow and Cheung [31]. The resulting systems of linear algebraic equations for each variable are then solved iteratively using the line-by-line tridiagonal matrix algorithm (TDMA) [32]. In order to accelerate convergence, all the gas variables are underrelaxed using inertial relaxation. The solution of the radiative transfer equation is obtained from the finite-volume method of Raithby and Chui [33].

2.2. Firebrands momentum equations

Trajectories of disk-shaped firebrands are computed from Newton's second law of motion. Position and velocity are calculated for each firebrand by solving the initial-value problem

$$\frac{d\mathbf{r}_f}{dt} = \mathbf{V}_f, \quad (8)$$

$$\rho_f v_f \frac{d\mathbf{V}_f}{dt} = v_f(\rho_f - \rho_{\text{film}})\mathbf{g} + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L. \quad (9)$$

The subscript film indicates that the associated gas property is taken at the film temperature, which is the average between the gas and the particle surface temperature.

The drag and lift forces, \mathbf{F}_D and \mathbf{F}_L , are expressed as

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} C_D \rho_{\text{film}} S_{\text{eff1}} \|\mathbf{V}_{\text{rel}}\| \mathbf{V}_{\text{rel}}, \quad (10)$$

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{2} C_L \rho_{\text{film}} S_{\text{eff2}} \frac{\mathbf{y}' \cdot \mathbf{V}_{\text{rel}}}{\|\mathbf{V}_{\text{rel}}\|} [\mathbf{y}' \times \mathbf{V}_{\text{rel}}] \times \mathbf{V}_{\text{rel}}. \quad (11)$$

S_{eff1} and S_{eff2} are the respective particle areas normal to the direction of the drag and lift forces. They depend on the incidence angle (α_i) between the relative velocity \mathbf{V}_{rel} and firebrand major axis direction (\mathbf{y}') assumed to be lied in the plane (xy), and are determined from [34]

$$S_{\text{eff1}} = \frac{\pi D^2}{4} \left[\sin^2 \alpha_i + \left(\frac{4}{\pi} \text{AR} \right)^2 \cos^2 \alpha_i \right]^{1/2}, \quad (12)$$

$$S_{\text{eff2}} = \frac{\pi D^2}{4} \left[\cos^2 \alpha_i + \left(\frac{4}{\pi} \text{AR} \right)^2 \sin^2 \alpha_i \right]^{1/2}, \quad (13)$$

where $\text{AR} (= \tau/D)$ is the aspect ratio of the disk-shaped particle.

The lift and drag coefficients finally are defined as

$$C_D = C_N \sin \alpha_i - C_T \cos \alpha_i, \quad (14)$$

$$C_L = -C_N \cos \alpha_i - C_T \sin \alpha_i, \quad (15)$$

where the normal force coefficient C_N and the tangential force coefficient C_T [35] are given by

$$C_N = \frac{C_D(90) \sin \alpha_i}{0.56 + 0.44 \sin \alpha_i}, \quad (16)$$

$$C_T = -1/2 \cdot 0.0075 \cos \alpha_i. \quad (17)$$

The two-dimensional drag coefficient for an angle of attack of 90° , $C_D(90)$, is given as a function of aspect ratio and it is fitted by [35]

$$C_D(90) = 1.98 - 0.81(1 - \exp(-20/\text{AR})). \quad (18)$$

2.3. Thermal degradation and combustion of firebrands

A critical component in the theoretical prediction of the firebrands' trajectories is the modeling of their thermal degradation and combustion. A study of this problem is presented below. Since there is no experimental data for disk-shaped particles, cylinders are also considered for the validation of the model performed in this subsection.

2.3.1. Model description

A schematic representation of the cylinder-shaped and disk-shaped dry woody fuel particles studied here is shown in Fig. 1. The model is based on the following assumptions:

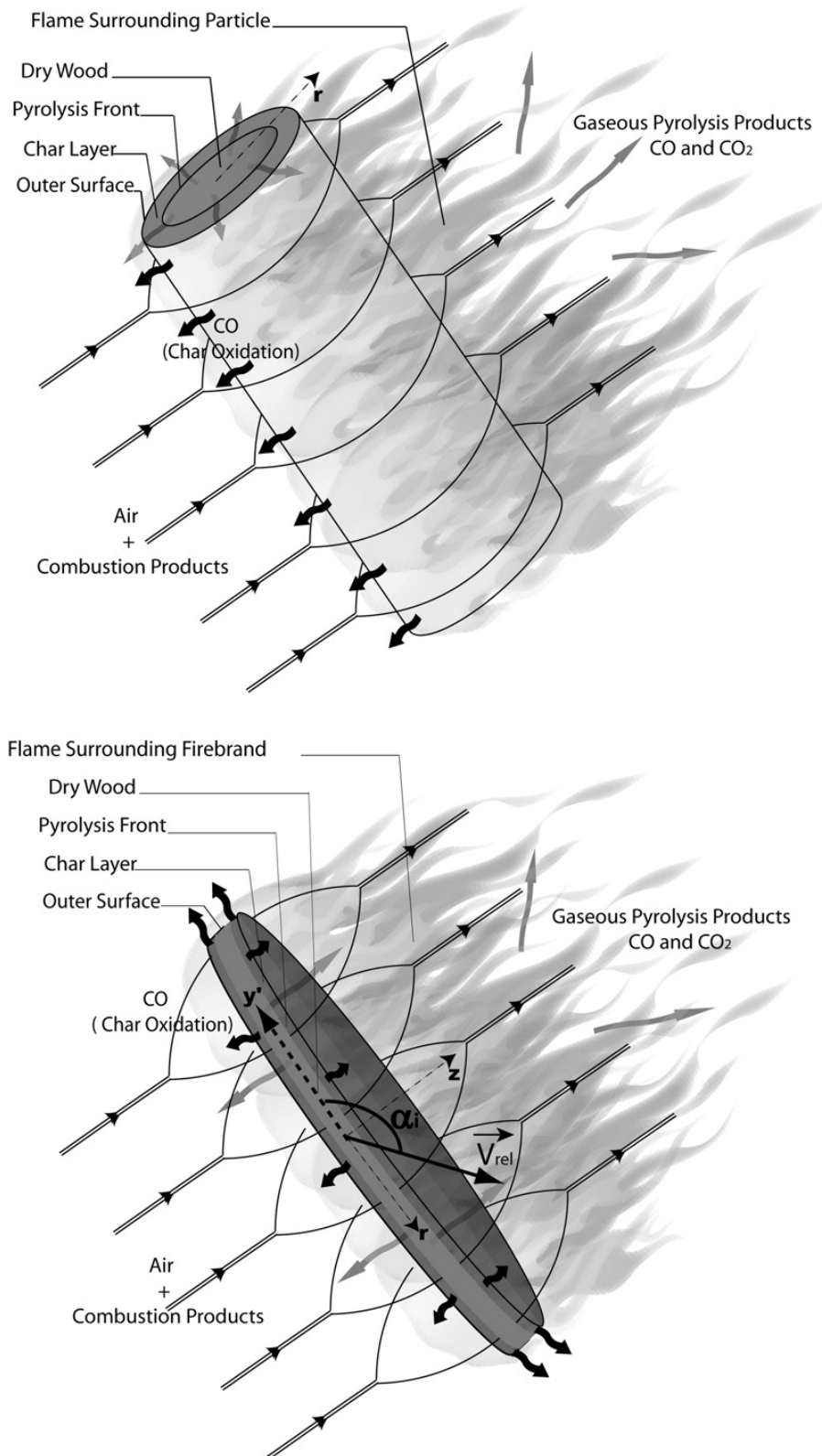


Fig. 1. Schematic representation of a cylinder-shaped and a disk-shaped dry wood particle undergoing pyrolysis and char oxidation.

(1) As the particle undergoes thermal degradation and combustion processes, it loses mass and volume. Pyrolysis is a subsurface volumetric chemical process whereas heterogeneous combustion (char oxidation) occurs at the outer surface of the particle. Consequently, the particle loses mass

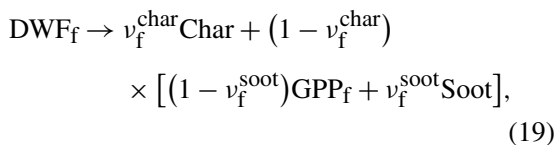
via in-depth pyrolysis and heterogeneous combustion; and it loses volume only from the heterogeneous combustion [17].

(2) Pyrolysis kinetics is modeled by a single-step first-order reaction leading to the formation of volatiles and char.

- (3) In agreement with Grishin [26], the gaseous pyrolysis products (GPP_f) are an effective gas mixture of CO and CO₂. This leads to $GPP_f = \alpha_f^{CO}CO + (1 - \alpha_f^{CO})CO_2$, where α_f^{CO} is the combustible part of GPP_f.
- (4) Heat and mass transfers are one-dimensional. Pyrolysis front moves through the particle along the diameter for cylinder-shaped brands while it moves along the thickness for disks. Concerning the char oxidation, the particle loses volume only by diameter regression. Observations of burning firebrands with small aspect ratio suggest that they smolder from the edge inward, rather than over the entire face through the thickness of the brand [18].
- (5) Gaseous pyrolysis products leave the solid as soon as they are produced. They are in thermal equilibrium with the solid matrix.
- (6) During the pyrolysis process, following Tse and Fernandez-Pello [17], the particle surface temperature remains constant and equal to 993 K.
- (7) Char consists of pure carbon. Its oxidation is a one-step kinetic model which considers only the primary oxidation of all carbon atoms into CO. This process is controlled by oxygen diffusion at the outer surface particle.
- (8) During pyrolysis, the supply of oxygen is limited by the release of volatiles and by the presence of the flame around the particle. Due to wake effects, oxygen can reach some regions of the particle where char oxidation can occur. At the end of pyrolysis, only char oxidation at the surface takes place.
- (9) Firebrands are idealized as disks or cylinders. They hold their shape while burning.

The firebrand degradation process can be summarized by the following simplified mechanism:

- Endothermic global pyrolysis reaction



where DWF_f symbolizes dry fuel matter of firebrands.

- Exothermic one-step char oxidation reaction which considers primary oxidation of all carbon atoms into carbon monoxide: $C + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO$.

Under the previous assumptions, the governing conservation equations for both the solid matrix and the gaseous products can be written as follows:

- Wood mass balance:

$$\frac{\partial \rho_f^w}{\partial t} = -R_f^{\text{pyr}}. \quad (20)$$

- Char mass balance:

$$\frac{\partial \rho_f^{\text{char}}}{\partial t} = \nu_f^{\text{char}} R_f^{\text{pyr}}, \quad (21)$$

where the rate of mass loss due to in-depth pyrolysis is expressed by

$$R_f^{\text{pyr}} = \rho_f^w A_f^{\text{pyr}} \exp\left(\frac{-T_f^{\text{pyr}}}{T_f}\right). \quad (22)$$

In this equation T_f^{pyr} is the activation temperature of pyrolysis.

During char oxidation, it is assumed that the particle undergoes volume loss while its density remains constant. So the rate of volume loss due to heterogeneous combustion is described by the equation

$$\rho_f^{\text{char}} \frac{\partial v_f}{\partial t} = -R_f^{\text{char}} S_{\text{ox}}, \quad (23)$$

where S_{ox} is the outer surface, which undergoes char oxidation.

For the cylinder-shaped brands, $S_{\text{ox}} = \pi D l / 2$ or $\pi D l$ for pyrolysis or char oxidation process, respectively. For disks, l is replaced with τ .

If the relative velocity of air with respect to the particle is zero, the rate of reaction R'_{char} can be expressed by [36]

$$R_f^{\text{char}} = -\frac{48}{32} \left(\frac{D_{\text{iff}0}}{D}\right) \rho_0 \left(\frac{T_{\text{film}}}{273}\right)^{0.75} \times \frac{1}{\gamma} \ln(1 - \gamma Y_{O_2 \text{surf}}), \quad (24)$$

where $D_{\text{iff}0} = 18 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and ρ_0 are the oxygen diffusion coefficient and gas density at 273 K. The Stefan coefficient, γ , takes into account only the primary oxidation in contact with carbonaceous surface. For a one-step char oxidation reaction, $\gamma = -1$. $Y_{O_2 \text{surf}}$ is the mass fraction of O₂ transported from the gas to the particle surface by diffusion.

When there is a relative motion between the air flow and the particle, the global reaction rate R_{char} can then be expressed from R'_{char} as [37]

$$R_f^{\text{char}} = R_f^{\text{char}} [1 + 0.272 \text{Sc}^{1/3} \text{Re}^{1/2}], \quad (25)$$

where $\text{Re} = D_{\text{sphere}} \rho_{\text{film}} \|\mathbf{V}_{\text{rel}}\| / \mu_{\text{film}}$ is the Reynolds number based on the relative velocity between the particle and the surrounding gas, \mathbf{V}_{rel} , and the equal-volume sphere diameter D_{sphere} .

- Conservation of mass flux of gaseous fuel species:

$$\nabla \cdot (\dot{m}''_{\text{CO}} \mathbf{n}) = (1 - v_f^{\text{char}}) \alpha_f^{\text{CO}} R_f^{\text{pyr}} (1 - v_f^{\text{soot}}), \quad (26)$$

$$\nabla \cdot (\dot{m}''_{\text{CO}_2} \mathbf{n}) = (1 - v_f^{\text{char}}) (1 - \alpha_f^{\text{CO}}) \times R_f^{\text{pyr}} (1 - v_f^{\text{soot}}). \quad (27)$$

- Energy balance:

$$(\rho_f^w c_p^w + \rho_f^{\text{char}} c_p^{\text{char}}) \frac{\partial T_f}{\partial t} + \dot{m}''_g c_{p_g} \mathbf{n} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\lambda_f \nabla T_f) - R_f^{\text{pyr}} L_f^{\text{pyr}}, \quad (28)$$

where $\dot{m}''_g c_{p_g} = \dot{m}''_{\text{CO}} c_{p_{\text{CO}}} + \dot{m}''_{\text{CO}_2} c_{p_{\text{CO}_2}}$.

The thermal conductivity λ_f is assumed to vary with the composition of the solid fuel according to $\lambda_f = \eta_f \lambda_f^w + (1 - \eta_f) \lambda_f^{\text{char}}$, where $\eta_f = \rho_f^w / \rho_f^{w_0}$.

Initial and boundary conditions are needed to close the system of equations. Initially, the temperature inside the particle is uniform and equal to the initial gas temperature. Along the axis of the particle, the symmetry condition is applied. At the surface of the particle, during pyrolysis, temperature is assumed to be constant and equal to 993 K. Upon pyrolysis, the surface temperature is deduced from the surface energy balance including convective and radiative losses as well as the chemical feedback due to char oxidation:

$$-\lambda_f (\nabla T_f \cdot \mathbf{n})_{\text{surf}} = h_{\text{conv}} (T_f^{\text{surf}} - T_{\text{film}}) + \varepsilon_f \left(\sigma T_f^{\text{surf}^4} - \frac{G}{4} \right) + \alpha_f^{\text{char}} R_f^{\text{char}} \Delta h_f^{\text{char}}. \quad (29)$$

α_f^{char} is the fraction of energy released by the char oxidation that is deposited in the particle.

The heat transfer coefficient, h_{conv} , is calculated through the Nusselt number $\text{Nu} = h_{\text{conv}} D / \lambda_{\text{film}}$ given by the correlation of Kramers [25] as cited in [18]

$$\text{Nu} = 0.42 \text{Pr}^{0.2} + 0.57 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \quad (\text{valid for } 1 < \text{Re} < 10^4). \quad (30)$$

The system of equations is solved by a finite volume method. When char oxidation occurs, an adaptive remesh procedure is performed as the particle surface regresses.

2.3.2. Validation with experiments

Experimental data from the Northern Forest Fire Laboratory (1975) on dry limbwood samples including bark, reported by Muraszew et al. [6], are used for comparisons. Several species of trees are considered: Ponderosa pine (PP), Engelmann spruce (ES),

Table 2
Firebrand properties and thermokinetic constants

Property	Value	Units	References
ε_f	0.9	–	[38]
v_f^{char}	0.39 (Ponderosa pine)	–	[26]
	0.33 (others species of trees)	–	[26]
v_f^{soot}	0.03	–	[26]
λ_f^w	0.24	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	[39]
λ_f^{char}	0.1	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	[39]
$c_{p_f}^w$	1466	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	[39]
$c_{p_f}^{\text{char}}$	1100	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	[39]
α_f^{CO}	0.80	–	[26]
α_f^{char}	0.33	–	[26]
L_f^{pyr}	418	kJ kg^{-1}	[26]
Δh_f^{char}	-12×10^3	kJ kg^{-1}	[26]
A_f^{pyr}	725 (Ponderosa pine)	s^{-1}	[26]
	3.2 (others species of trees)	s^{-1}	[26]
T_f^{pyr}	6899 (Ponderosa pine)	K	[26]
	4402 (others species of trees)	K	[26]

western larch (WL), and western red cedar (WRC). These experiments consider the combustion of cylinders with different initial sizes and masses, each initially 10.2 cm long (5 in long in [6]). For each species of trees, two constant wind velocities are used: 4.47 and 6.71 m s^{-1} (10 and 15 mph in [6]).

Fuel properties and thermokinetic constants are summarized in Table 2 for the species of trees considered. All gas properties at the film temperature are computed using the CHEMKIN database [23]. The experimental data from 33 tests over fixed periods of burning on oven-dried limbwood sections are reported in Fig. 2 in terms of Albini’s analysis parameters x_{Albini} and y_{Albini} (see Introduction). Albini fitted these experimental data to determine the regression coefficient (K in $y_{\text{Albini}} = K x_{\text{Albini}}$) for the four species considered. That allowed him to establish a firebrand burning rate model [7]. The average incident radiation is defined from the ambient temperature as $G = 4\sigma T_0^4$. Model results are shown in Fig. 2 and compared with experimental data. A fairly good agreement is obtained with a maximum deviation of 28%. A 17% maximum mean deviation is obtained for WRC samples, whereas it is about 14% for ES firebrands, and no more than (8%) for WL and PP samples. By comparing the linear fit of model results ($K = 0.0061$) with that of experimental data ($K = 0.0064$), it is found that the model slightly underestimates the fractional loss of (density \times diameter). The discrepancies between model and experiments

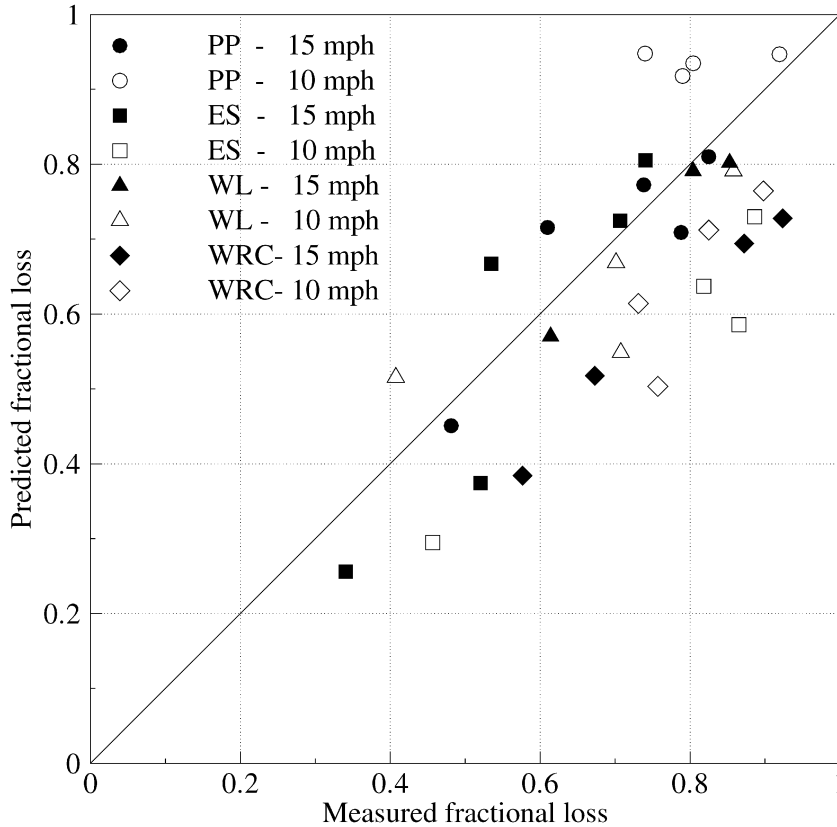


Fig. 2. Predicted versus measured [6] fractional loss of the product $\rho_f^w \times D$.

can be attributed mainly to the difficulty in determining thermokinetic constants.

3. Results and discussions

3.1. Computational details

The computational domain is 1000 m long, 400 m high, and 500 m wide. The burning fuel occupies a volume of $5 \times 5 \times 10$ m ($I = 10 \text{ MW m}^{-1}$) or $5 \times 20 \times 10$ m ($I = 40 \text{ MW m}^{-1}$) as an idealized representation of the canopy of a group of 8- or 23-m-high trees (Fig. 3). Considering preliminary results of Section 2, a live Ponderosa pine needle bed is used as a test fuel bed, whereas firebrands are limbs of the same tree species. The crown base height is located 3 m above the ground level. Since this problem is symmetric with respect to the central plane of the domain in the wind direction, only half of the domain is considered. A grid-independent solution is obtained using a grid density of $105 \times 80 \times 20$ with a refined mesh of $40 \times 38 \times 5$ cells of constant size in the fuel bed. The time step is 0.025 s. The steady-state solution of the Favre-averaged Navier–Stokes equations is reached when the relative convergence criterion $|\phi^{n+1} - \phi^n|/|\phi^n| \leq 10^{-4}$ is satisfied everywhere in the calculation domain. At least 8000 time iterations are needed to provide steady-state flow and thermal

fields. A typical run takes about 100 h of CPU time on a 3-GHz Pentium D processor and requires 1.5 GB of RAM.

The relative humidity is assumed to be constant and equal to 40%. At the upstream boundary, the incoming air flow is taken as that corresponding to the atmospheric surface layer with a uniform flat terrain. Assuming neutral stratification of the atmosphere, air flow properties depend on height, y , surface roughness, y_0 , turbulent friction velocity, u^* , and Monin–Obukhov length according to [40]

$$u_x = 2.5u^* \ln(y/y_0), \quad k = u^{*2}/\sqrt{C_\mu},$$

$$\varepsilon = 2.5u^{*3}/y \quad \text{with } u^* = \frac{U_{\text{wind}}}{2.5 \ln(H/y_0)} \quad (31)$$

and $y_0 = 3.8 \times 10^{-5}$ m. In this equation, U_{wind} is the known mean wind speed at a given height, H , and u_x is the desired wind speed at any other height, y . Wind speeds of 4.4, 6.7, and 8.9 m s^{-1} (10, 15, and 20 mph) at a height of 10 m are considered.

Initial and boundary conditions are summarized in Table 3.

The rate of fuel pyrolysis, R_k^{pyr} , is adjusted to obtain the desired release rate P (W m^{-1}) = $R_k^{\text{pyr}} V \Delta h_f / z_c$, where V (m^3), z_c (m), and Δh_k (J kg^{-1}) are the volume occupied by the tree crown, its width, and the heat of reaction of the fuel, respectively. This can be compared with the fire in-

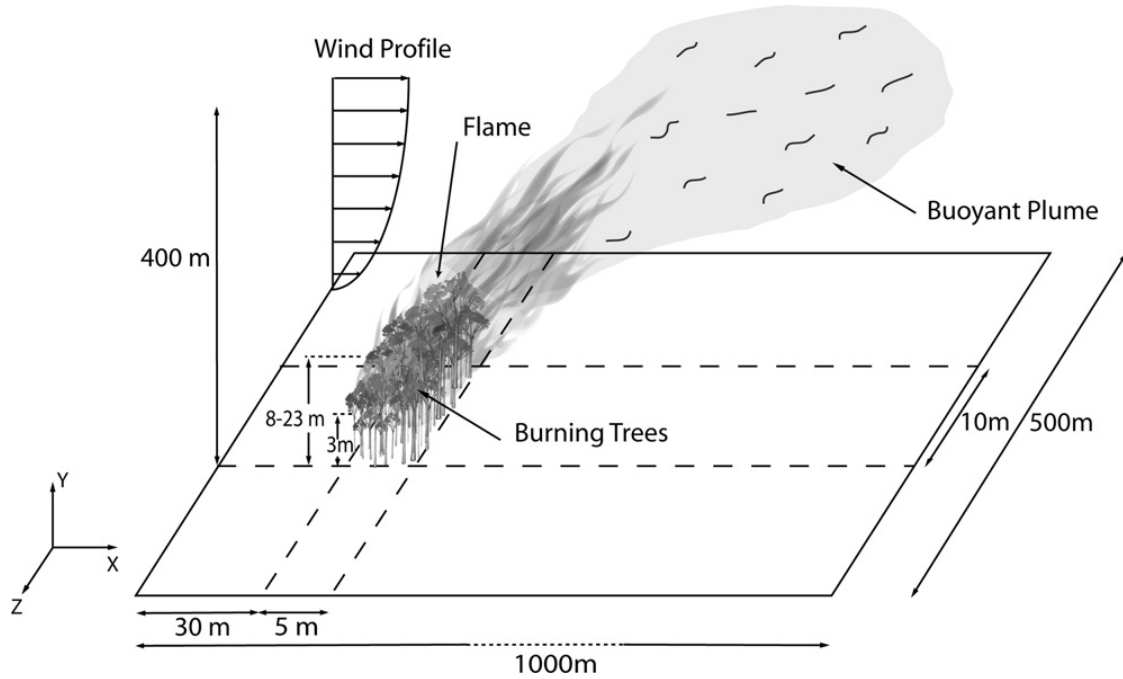


Fig. 3. Schematic of the physical problem, computational domain, and coordinate system used in the analysis.

Table 3
Initial and boundary conditions for the gas phase

Initial conditions	
$\mathbf{u}_0 = \mathbf{0}$, $T_0 = 300$ K, $f_{vs0} = 0$, $\varepsilon_0 = 10^{-6}$ m ² s ⁻³ , $k_0 = 10^{-6}$ m ² s ⁻² $Y_{\alpha 0} = (0; 0.231; 0; 0.006; 0.763)$ $p_0 = p_\infty \exp(-gy/RT_0 \sum_\alpha \frac{Y_{\alpha 0}}{W_\alpha})$ with $p_\infty = 101,325$ Pa ρ_0 and h_0 are deduced from the equations of state (see Table 1). $\alpha_g =$ $\begin{cases} 1 & \text{outside the vegetation} \\ 1 - \alpha_k & \text{inside the vegetation} \end{cases}$	
Boundary conditions	
Ground	$\mathbf{u} = \mathbf{0}$ $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ for $\phi = h, f_{vs}, Y_\alpha$ $k = 0$ $\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{0.75} k_p^{1.5}}{\kappa \Delta_p}$, where p is the index of the first calculation point at a height Δ_p above the ground, and κ is the Von Karman constant
Symmetry plane	$u_z = 0$, $\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$ for $\phi \neq u_z$
Outflow	$p = p_0$, $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ for $\phi \neq p$
Inflow	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$, $u_y = u_z = 0$, $Y_\alpha = Y_{\alpha 0}$, $f_{vs} = 0$, $T = T_0$, $h = h_0$ u_x, k , and ε are given by Eq. (31)

tensity, defined as the rate of energy release per unit time per unit length of fire front, and calculated by

Table 4
Solid phase properties (Ponderosa pine needles) used in the fire model

Property	Value	Units
$R_k^{H_2O}$	0.0025	kg m ⁻³ s ⁻¹
R_k^{pyr}	0.020	kg m ⁻³ s ⁻¹
v_k^{soot}	0.03	–
v_k^{char}	0.3	–
α_k^{CO}	1.	–
Temperature T_k	1200	K
Surface-area-to-volume ratio σ_k	5000	m ⁻¹
Volume fraction α_k	2.44×10^{-3}	–

Byram's equation [41]: I (W m⁻¹) = $wr \Delta h_k$, where w (kg m⁻²) is the unit area fuel consumption and r (m s⁻¹) is the rate of spread. Data used for 10 and 40 MW m⁻¹ fires, typical of Mediterranean crown fires, are given in Table 4.

Preliminary calculations of the buoyant plume above a steady-state forest fire are carried out to determine the local properties of the gas surrounding each firebrand during its flight. Once the fire thermal plume is fully determined, the trajectories and thermal behavior of the firebrands which are dragged out of canopy can be calculated. Particles are launched from the same position, i.e., at the ridge between the top side ($y_0 = 8$ m for $I = 10$ MW m⁻¹ and $y_0 = 23$ m for $I = 40$ MW m⁻¹) and the leeward side of the canopy ($x_0 = 35$ m) in the same vertical plane ($z_0 = 2.5$ m). The initial velocity of the brands is either zero or the local gas velocity. Many geometries of firebrands exist, which include cylinders and disks,

representative of leaves, needles, and pieces of bark. As it was found that disks are carried the farthest and have the highest remaining mass fraction impacting the ground [18], disk-shaped firebrands with an initial aspect ratio, AR, ranging from 0.02 to 0.075 are considered here. The incidence angle of firebrands is equal to $\alpha_i = 145^\circ$ for which the largest propagation is expected [14]. For the two fire intensities and the three wind speed conditions, a parametric study is carried out to assess the effect of varying the characteristics of firebrands: diameter (4, 6, 8, and 10 cm), thickness (2 and 3 mm), density (50, 100, and 150 kg m^{-3}) on their behavior. This means that for each fire intensity and wind speed, 24 firebrands are released. With a time step of 10^{-3} s, the calculation of transport and combustion of a firebrand does not exceed 20 s of CPU time.

3.2. Firebrand trajectories

Fig. 4 shows firebrand trajectories for a wind speed of 6.7 m s^{-1} in the symmetry plane and the horizontal planes $y = 8 \text{ m}$ and $y = 23 \text{ m}$ for the 10 and 40 MW m^{-1} fire intensities, respectively. Gas temperature contours and velocity vector fields are superimposed to provide a visualization of the fire plume.

Two regimes of motion can be observed: the first concerns firebrands that fall down near the canopy, whereas the second relates to particles that are lofted by the buoyant fire plume and land far away from the fire. For given flow conditions, the transition between the two regimes is mainly controlled by the product $\rho_f^{w0} \times \tau$. This is shown in Fig. 5, representing the distance traveled by firebrands as a function of this product. For small values of this product, the firebrands are lofted by the plume as the ratio between the gravitational and the aerodynamic forces which act on a brand is proportional to the product $\rho_f^{w0} \times \tau$. However, it can happen that, for the same flow conditions and the same values of the product $\rho_f^{w0} \times \tau$, only the heaviest firebrands (see for example firebrands A and B in Fig. 5) are entrained into the plume.

Let us now consider the firebrands that are transported by the plume. In the xy -plane, once released, the firebrand is uplifted by the strong buoyant flow. When the gravitational force prevails the aerodynamic forces, the brand starts to decrease its altitude and finally falls on the ground. It can be observed in Fig. 4 that the firebrands leave the plume when the gas temperature recovers the ambient value. In the xz -plane, the firebrands follow the streamlines of the gas flow. Near the canopy, they are dragged toward the symmetry plane due to air entrainment into the plume. As the firebrands are transported far from the canopy, they rise up and deviate from the symmetry plane due to convective structures. Four different histories of

flying embers are illustrated in Fig. 6, which show the time evolution of the mass and surface temperature of firebrands for a 10 MW m^{-1} fire and a wind speed of 15 mph. Firebrand (1) burns completely in flight after leaving the thermal plume, and firebrands (2) and (3) are glowing at landing, whereas firebrand (4) lands in a flaming state. Moreover, for values of α_f^{char} less than about 0.25, the firebrand can reach the ground with a low-level temperature. This scenario is not observed in the present study where one third of the heat released by char oxidation is assumed to be deposited at the particle surface. Unlike firebrands (1) to (3), firebrand (4), having the highest value of the product $\rho_f^{w0} \times \tau$, leaves early the fire plume and falls on the ground (e.g., see the trajectory of firebrands for $\tau = 3 \text{ mm}$, $\rho_f^{w0} = 150 \text{ kg m}^{-3}$ in Fig. 4a). Although they do not cover a large distance upon landing, such firebrands are of particular interest since they have a high capability to ignite new spot fires. Manzello et al. [42] have shown experimentally that a single flaming firebrands ignite pine needle beds with a moisture up to 11% while a shower of glowing embers is required to produce potential ignitions.

Let us consider the mass and surface temperature of the firebrand (1) in Fig. 6. During the first 42 s of flight when the firebrand is pyrolyzing, a small amount of oxygen diffuses towards the solid surface, which limits char oxidation. At the end of pyrolysis, the remaining dimensionless mass is then very close to $v_f^{\text{char}} = 0.39$. This means that we can assume that pyrolysis and char oxidation processes occur successively. After 42 s, and for a few seconds, radiative and convective losses cause the surface temperature to decrease sharply. Then, the heat produced by the heterogeneous combustion balances heat losses to slow down the decrease in surface temperature. An equilibrium temperature of about 475 K is reached at $t = 92 \text{ s}$. As the diameter decreases, the charring reaction rate R_f^{char} is enhanced. This explained the subsequent rise in temperature. Firebrands (2) and (3) do not exhibit such behavior. The increase in heat production by char oxidation due to the reduction in diameter cannot compensate losses, which explains why the temperature is always decreasing.

Model results show that, for the firebrands considered, the pyrolysis occurs in the thermally thin heat transfer regime, which indicates that the pyrolysis time is proportional to the product $\rho_f^{w0} \times \tau$. This explains why pyrolysis process of firebrands (1) and (2) follow the same trends, whereas that of firebrand (3) is about twice as long. Concerning char oxidation of firebrands (1)–(3) in Fig. 6, the difference in the time evolution of the mass can be explained from the following analysis. As Reynolds numbers encountered are relatively large (>300), Eq. (23) reduces to

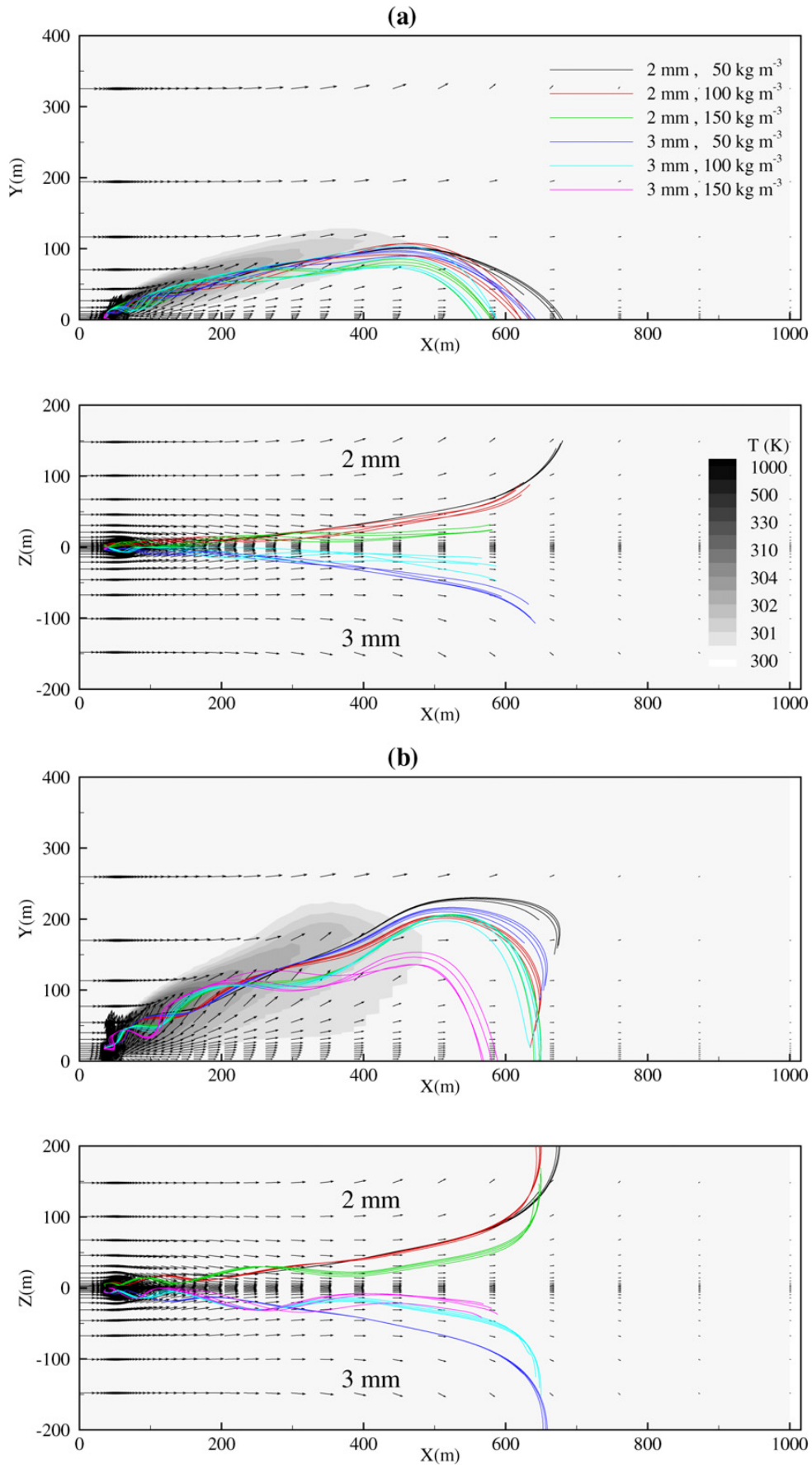


Fig. 4. Firebrand trajectories projected in the planes $z = 0$ m and $y = 8$ m for the 10 MW m^{-1} fire (a) and $z = 0$ m and $y = 23$ m for the 40 MW m^{-1} fire (b). Trajectories of firebrands launched from the top of the canopy are superimposed on steady-state gas temperature contours and velocity vector fields. Wind speed is 15 mph. The initial velocity of the firebrands is equal to the local gas velocity. Lines of the same color correspond to particles with the same thickness and density but different diameter.

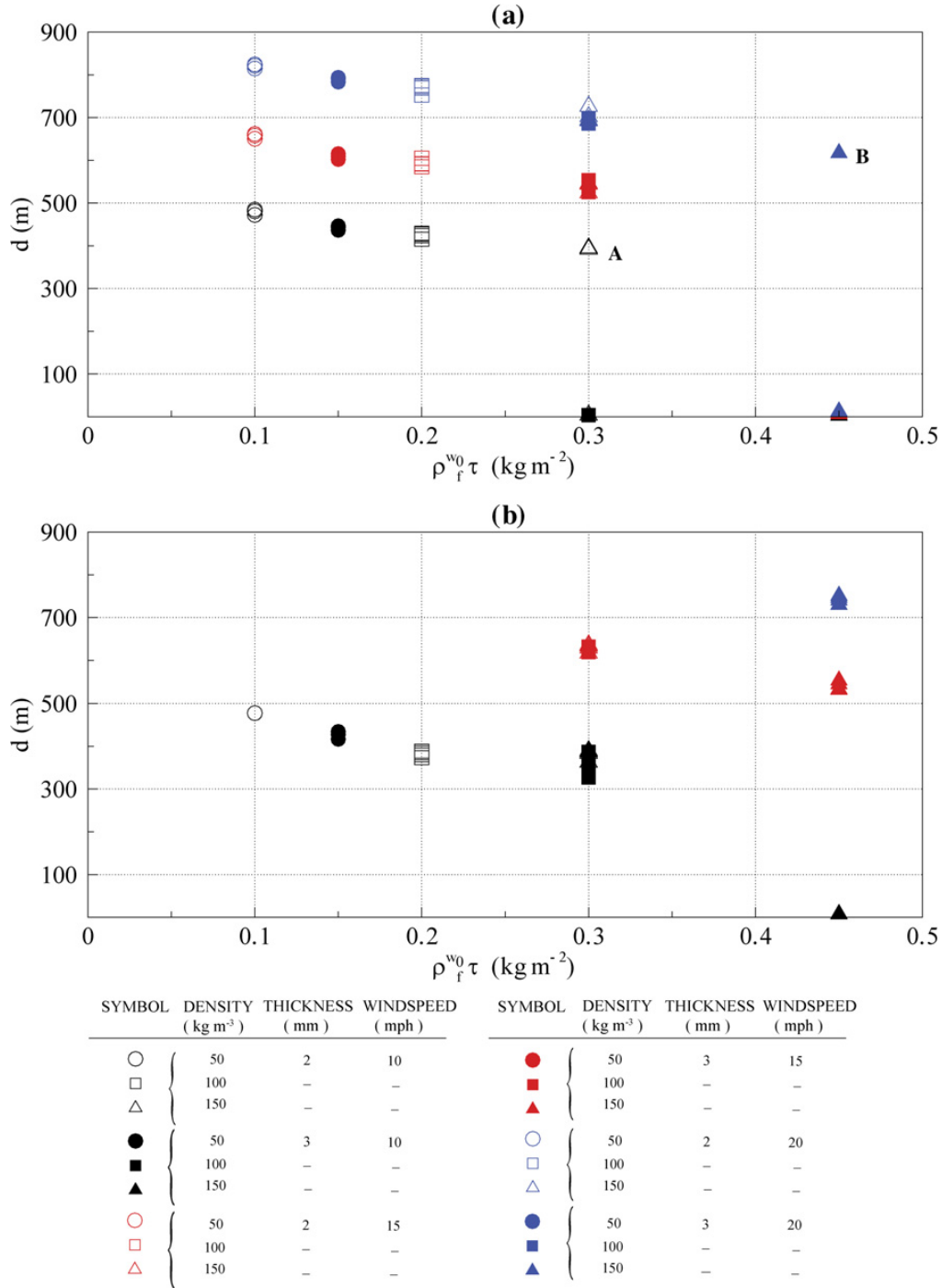


Fig. 5. Landing distance d versus the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ for the 10 MW m^{-1} fire (a) and the 40 MW m^{-1} fire (b). The three wind speeds 10, 15, and 20 mph are considered. The initial velocity of the firebrands is equal to the local gas velocity.

$$\frac{\pi}{4} \tau \rho_f^{\text{char}} \frac{dD^2}{dt} \simeq 0.272 \text{Sc}^{1/3} \text{Re}^{1/2} R_f^{\text{char}} S_{\text{Ox}}. \quad (32)$$

The characteristic time for char oxidation can be deduced from the above equation using $\rho_f^{\text{char}} = v_f^{\text{char}} \rho_f^{w_0}$, $\text{Re} = (\frac{3}{2} D^2 \tau)^{1/3} \rho_{\text{film}} \| \mathbf{V}_{\text{rel}} \| / \mu_{\text{film}}$, and assuming that the product $R_f^{\text{char}} S_{\text{Ox}} \| \mathbf{V}_{\text{rel}} \|^{1/2}$ is independent of time during the char oxidation process. Fig. 7 shows that this assumption can be reasonably made. It is then found that the characteristic time for total char oxidation scales with $\rho_f^{w_0} D_0^{5/3}$.

A fitting of model results, given in Fig. 8, shows exponential behavior of the remaining mass with a normalized flight time for firebrands that land in a flaming state,

$$M_{\text{final}}/M_0 = 0.9727 e^{-0.0047x}, \quad (33)$$

with $x = t_{\text{flight}} / (\rho_f^{w_0} \tau)$, whereas it exhibits linear behavior for firebrands glowing at landing,

$$M_{\text{final}}/M_0 = -0.0007x + 0.3864, \quad (34)$$

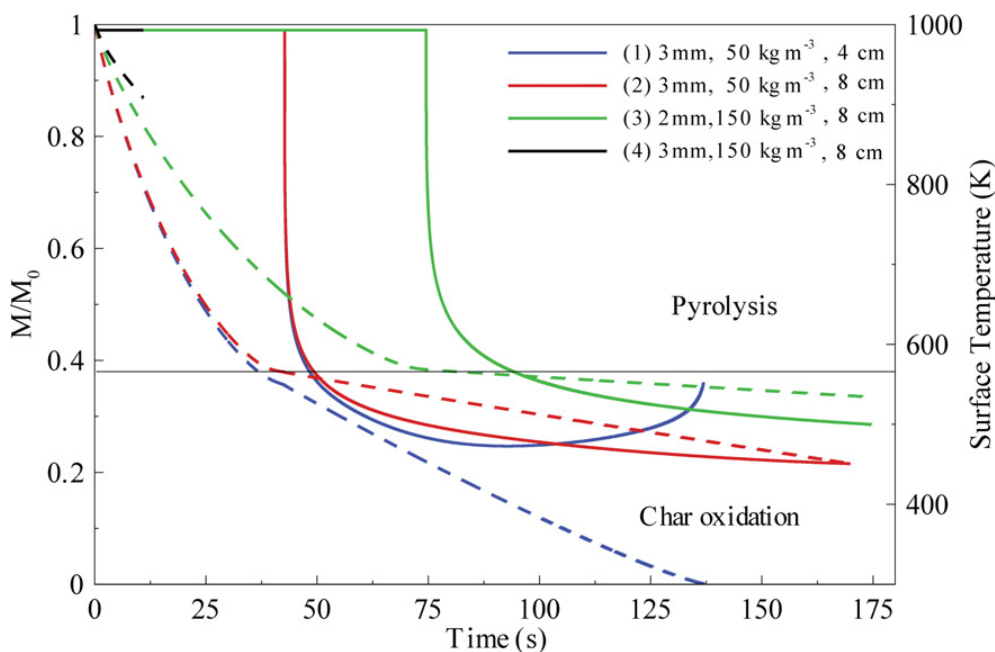


Fig. 6. Time evolution of the mass fraction (dashed lines) and surface temperature (solid lines) of four firebrands launched from the top of the canopy. Fire intensity is 10 MW m^{-1} and wind speed is 15 mph. The initial velocity of the firebrands is equal to the local gas velocity.

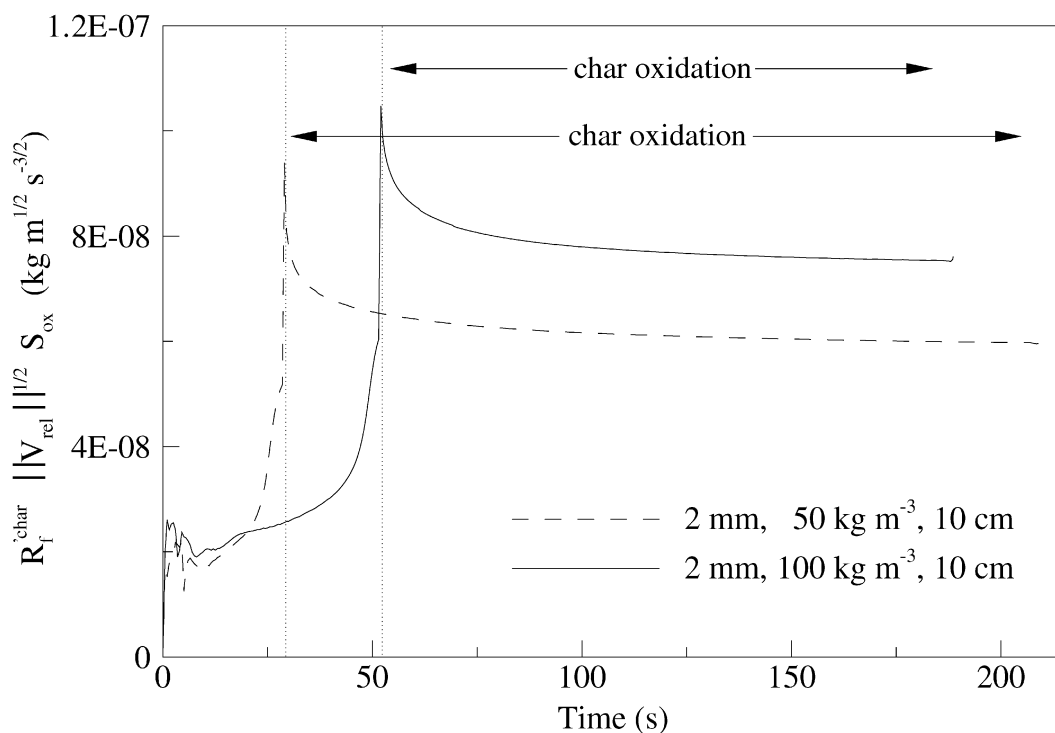


Fig. 7. Time evolution of the expression $R_f^{\text{char}} \|\mathbf{V}_{\text{rel}}\|^{1/2} S_{\text{ox}}$ of two firebrands launched from the top of the canopy. Fire intensity is 10 MW m^{-1} and wind speed is 10 mph. The initial velocity of the firebrands is equal to the local gas velocity.

with $x = t_{\text{flight}} / (\rho_f^{w_0} D_0^{5/3})$.

3.3. Landing distance and lofted firebrand height

Fig. 5 shows the landing distance of different firebrands vs the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ for the various fire intensities and wind speeds. Firebrands differ in thick-

ness, diameter, and density. Results show that the landing distance decreases as the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$, which characterizes the ratio between the gravitational and the aerodynamic forces which act on a brand, increases.

It can also be observed that d increases almost linearly with wind speed as a result of the increase

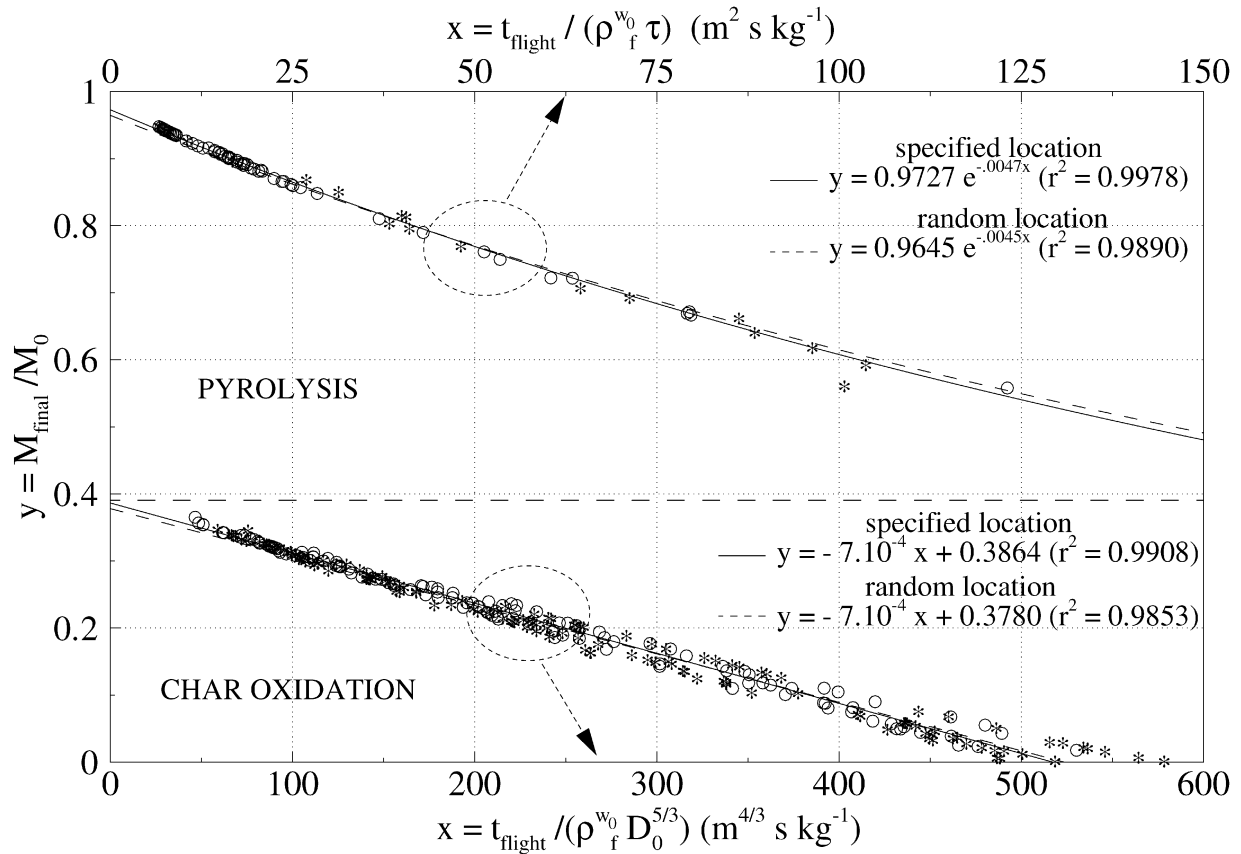


Fig. 8. Remaining mass fraction versus the flight time normalized by the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ for flaming firebrands at landing (top part) or by the product $\rho_f^{w_0} \times D_0^{5/3}$ for glowing firebrands at landing (bottom part). Circles correspond to firebrands initially launched from a specified location, at the top of the canopy. Stars refer to firebrands initially released from randomly generated locations within the canopy. The initial velocity of the firebrands is equal to the local gas velocity.

in the flying distance inside the plume. The landing distance is not sensitive to the initial diameter of the disk-shaped firebrands, in accordance with Anthenien et al. [18] and Himoto and Tanaka [43], and is weakly dependent on the fire intensity as a result of buoyancy effects.

A power-law fit of the data describes the dependence of d on these parameters (see Fig. 9)

$$d \propto I^{0.1} U_{\text{wind}}^{0.9} (\rho_f^{w_0} \times \tau)^{-0.2}. \quad (35)$$

Note that the range of validity of the power-law has been extended by randomly varying the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ in the range 0.03–0.8. This corresponds to about 1000 firebrands launched from burning trees.

It can be observed that the landing distance is not sensitive to the initial velocity of firebrands (Figs. 9a and 9b), as the brand velocity rapidly becomes close to that of the gas.

The role of fire intensity on the maximum height of lofted firebrands, h_{max} , is shown in Fig. 10. As expected, for most firebrands, the higher the fire intensity, the greater the maximum height, with an enhanced influence of wind for the 40 MW m^{-1} fire. Although the maximum height is smaller for fires of low intensity, this does not lead to significantly

smaller landing distances due to more straight trajectories (Fig. 4).

3.4. Effect of the initial placement of firebrands

In order to show how initial placement affects firebrand behavior, 1000 disk-shaped firebrands are now released from randomly-generated locations within the canopy. Model results concerning the remaining mass fraction and landing distance are plotted in Figs. 8 and 9 for the different fire intensities, wind speeds and firebrand properties. The very small departure from the fitting curves shows that Eqs. (33)–(35) remain valid, whatever the initial placement of firebrands.

4. Conclusion

A numerical model has been developed to gain better understanding of the transport and combustion of firebrands responsible for spot wildland fire spread. A parametric study is performed to determine the effect of the fire intensity, wind conditions, and firebrand properties on firebrand behavior. A special

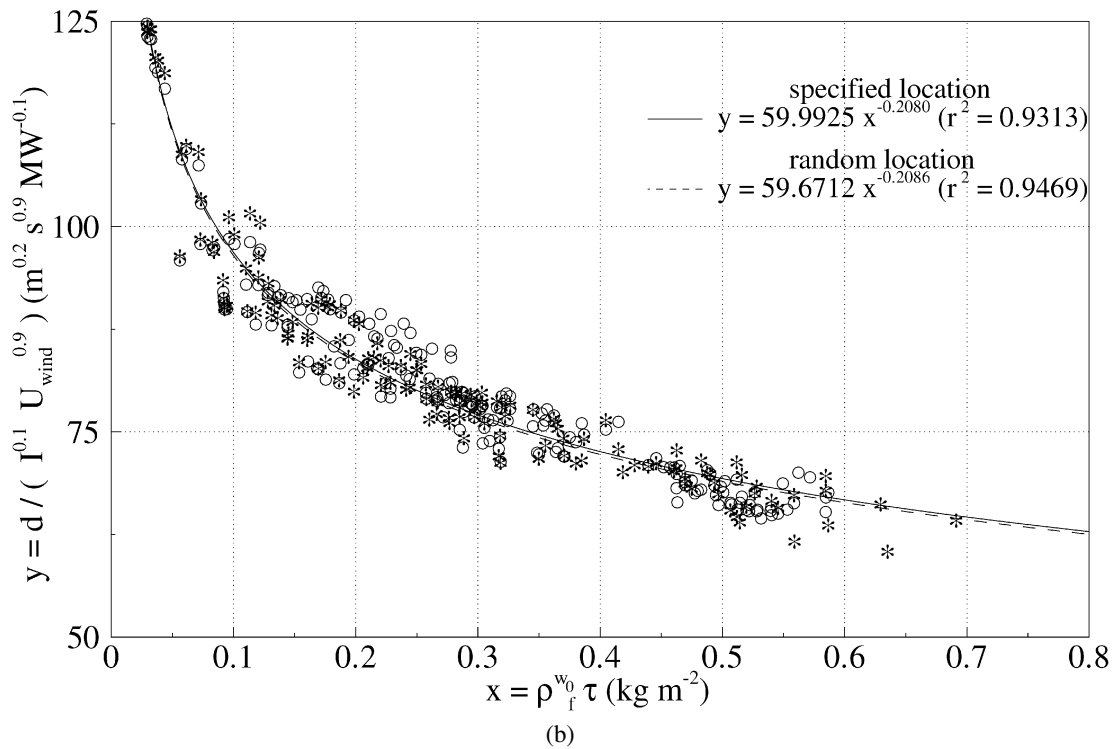
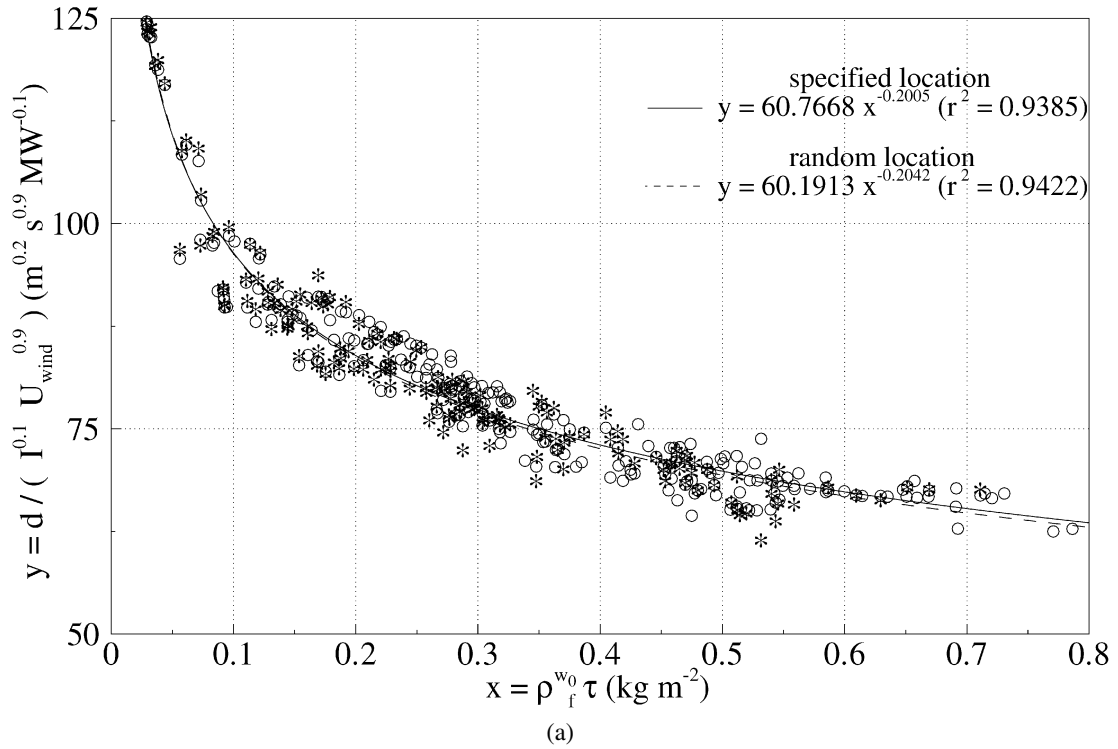


Fig. 9. Landing distance d , normalized by $I^{0.1}U_{wind}^{0.9}$, versus the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ for glowing firebrands at landing, those which fall on the ground far from the fire front. Brands are launched with an initial velocity equal to the gas phase velocity (a) and to a zero-value velocity (b). Circles correspond to firebrands initially launched from a specified location, at the top of the canopy. Stars refer to firebrands initially released from randomly generated locations within the canopy.

emphasis has been put on the combustion model of the firebrands since their burning diameter at landing determines the potential for the firebrand to ignite the adjacent vegetation.

It is found that the distance reached by the firebrand varies almost linearly with wind speed, while it depends very weakly on fire intensity. This distance is

shown to be independent of the initial particle diameter and to follow a decreasing power-law function of the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$. For firebrands in flaming state at landing, their mass is found to be an exponential decay of the flight time normalized by the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$. For embers that remain aloft for a long period of time, there is a linear relationship between

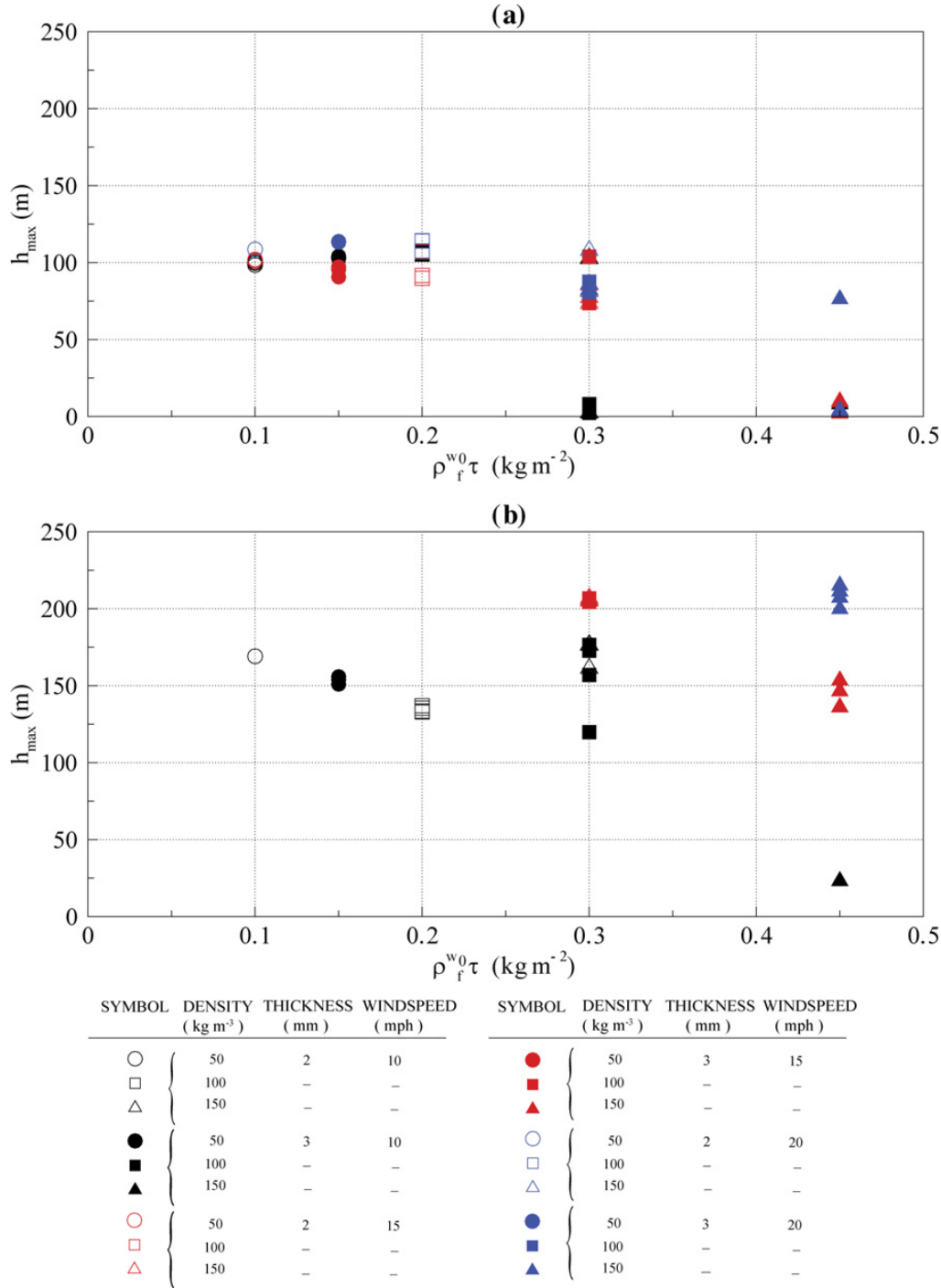


Fig. 10. Lofted firebrand maximum height versus the product $\rho_f^{w_0} \times \tau$ for the 10 MW m⁻¹ fire (a) and the 40 MW m⁻¹ fire (b). The three wind speeds 10, 15, and 20 mph are considered. The initial velocity of the firebrands is equal to the local gas velocity.

their mass at landing and the flight time normalized by $\rho_f^{w_0} D_0^{5/3}$. These relationships are found to be independent of the initial firebrand placement.

Acknowledgments

This work was supported by the Centre National de la Recherche Scientifique (ANR PIF/NT05-2_44411) and the Ministère de la Recherche (ERT-FEUX).

References

- [1] C.S. Tarifa, P.P. Del Notario, F.G. Moreno, Proc. Combust. Inst. 10 (1965) 1021–1037.
- [2] C.S. Tarifa, P.P. Del Notario, F.G. Moreno, A.R. Villa, Transport and Combustion of Firebrands, Reports of GRANTS FG-SP-114 and FG-SP-146, U.S. Dept. of Agriculture Forest Service, 1967.
- [3] S.L. Lee, J.M. Hellman, Combust. Flame 13 (1969) 645–655.
- [4] S.L. Lee, J.M. Hellman, Combust. Flame 15 (1970) 265–274.

- [5] A. Muraszew, J.B. Fedele, W.C. Kuby, *Combust. Flame* 30 (1977) 321–324.
- [6] A. Muraszew, J.B. Fedele, W.C. Kuby, *Firebrand Investigation*, Aerospace Report ATR-75 7470-1, The Aerospace Corp., 1975.
- [7] F.A. Albini, *Spot Fire Distance from Burning Trees—A Predictive Model*, USDA Forest Service Research Paper INT-56, Intermountain Forest and Range Experiment Station, 1979.
- [8] F.A. Albini, *Spot Fire Distance from Isolated Sources—Extensions of a Predictive Model*, USDA Forest Service Research Paper INT-309, Intermountain Forest and Range Experiment Station, 1981.
- [9] F.A. Albini, *Potential Spotting Distance from Wind-Driven Surface Fires*, USDA Forest Service Research Paper INT-309, Intermountain Forest and Range Experiment Station, 1983.
- [10] F.A. Albini, *Combust. Sci. Technol.* 32 (1983) 277–288.
- [11] J.P. Woycheese, P.J. Pagni, in: *Proceedings of the Annual Conference on Fire Research (NISTIR 5904)*, Gaithersburg, MD, 1996, p. 67.
- [12] J.P. Woycheese, P.J. Pagni, in: *Proceedings of the 2nd International Conference on Fire Research and Engineering*, Society of Fire Protection Engineers, Washington, USA, 1998, p. 137.
- [13] J.P. Woycheese, P.J. Pagni, D. Liepmann, *J. Fire Protect. Eng.* 10 (1999) 32–44.
- [14] J.P. Woycheese, P.J. Pagni, in: *Proceedings of the 3rd International Conference on Fire Research and Engineering*, Society of Fire Protection Engineers, Washington, USA, 1999, p. 53.
- [15] P.J. Pagni, J.P. Woycheese, *Proceedings of the 15th Joint Panel Meeting on Fire Research and Safety, U.S./Japan Government Cooperative Program on Natural Resource (UJNR)*, San Antonio, USA, 2000, p. 373.
- [16] J.P. Woycheese, in: *Proceedings of the 9th International Interflam Conference*, Interscience Communications Ltd., Edinburgh, Scotland, 2001, p. 101.
- [17] S.D. Tse, A.C. Fernandez-Pello, *Fire Safe. J.* 30 (1998) 333–356.
- [18] R.A. Anthenien, S.D. Tse, A.C. Fernandez-Pello, *Fire Safe. J.* 41 (2006) 349–363.
- [19] P.F. Ellis, *The Aerodynamic and Combustion Characteristics of Eucalypt Bark—A Firebrand Study*, Ph.D. dissertation, Department of Forestry Australian National University, 2000.
- [20] M.R. Raupach, *Math. Comput. Model.* 13 (12) (1990) 113–121.
- [21] B. Porterie, D. Morvan, J.C. Loraud, M. Larini, *Phys. Fluids* 12 (2000) 1762–1782.
- [22] B. Porterie, S. Nicolas, J.L. Consalvi, J.C. Loraud, F. Giroud, C. Picard, *Numer. Heat Trans. Part A* 47 (2005) 571–591.
- [23] R.J. Kee, F.M. Rupley, J.A. Miller, *CHEMKIN-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*, Report No. SAND89-8009B, Sandia National Laboratories, 1993.
- [24] D. Sucker, H. Brauer, *Wärme Stoffübertragung* 8 (1975) 149–158.
- [25] H. Kramers, *Physica* 12 (1946) 61–80.
- [26] A.M. Grishin, *Mathematical Modeling of Forest Fires and New Methods of Fighting Them*, Pub. House of the Tomsk University, Tomsk, 1997.
- [27] B.F. Magnussen, B.H. Hjertager, *Proc. Combust. Inst.* 16 (1976) 719–729.
- [28] J.L. Consalvi, B. Porterie, J.C. Loraud, *Int. J. Heat Mass Transfer* 45 (2002) 2755–2768.
- [29] C.R. Kaplan, C.R. Shaddix, K.C. Smyth, *Combust. Flame* 106 (1996) 392–398.
- [30] B.P. Leonard, J.E. Drummond, *Int. J. Numer. Methods Eng.* 20 (1995) 421–442.
- [31] W.K. Chow, Y.L. Cheung, *Numer. Heat Trans. Part A* 31 (1997) 87–112.
- [32] S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York, 1980.
- [33] G.D. Raithby, E.H. Chui, *J. Heat Transfer* 112 (1990) 415–423.
- [34] C. Yin, L. Rosendahl, S.K. Kaer, H. Sorensen, *Chem. Eng. Sci.* 58 (2003) 3489–3598.
- [35] C. Lindenburg, in: *Proceedings of the IEA Symposium on the Aerodynamics of Wind Turbines*, ECN-RX-01-004, NREL, USA, 2000.
- [36] M.F.R. Mulcahy, I.W. Smith, *Rev. Pure Appl. Chem.* 19 (1969) 81–100.
- [37] N. Frössling, *Gerlands Beitr. Geophys.* 52 (1938) 170–216.
- [38] K.M. Bryden, K.W. Ragland, C.J. Rutland, *Biomass Bioenergy* 22 (2002) 41–53.
- [39] C. Di Blasi, *Combust. Flame* 97 (1994) 225–239.
- [40] H. Panofsky, J. Dutton, *Atmospheric Turbulence*, Wiley, New York, 1984.
- [41] G.M. Byram, in: K.P. Davis (Ed.), *Combustion of Forest Fuels*, McGraw-Hill, New York, 1959, p. 61.
- [42] S.L. Manzello, T.G. Cleary, J.R. Shields, J.C. Yang, in: *Proceedings of 4th Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute*, The Combustion Institute, Philadelphia, USA, 2005, pp. 1–6.
- [43] K. Himoto, T. Tanaka, in: *Proceedings of the 8th International Symposium on Fire Safety Science*, Beijing, China, 2005, p. 433.



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

Combustion and Flame ••• (••••) •••—•••

**Combustion
and Flame**

www.elsevier.com/locate/combustflame

Numerical study of ground-level distribution of firebrands generated by line fires

N. Sardoy^a, J.L. Consalvi^a, A. Kaiss^a, A.C. Fernandez-Pello^b, B. Porterie^{a,*}^a IUSTI/UMR CNRS 6595, Université de Provence, 5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille cedex 13, France^b Department of Mechanical Engineering, University of California at Berkeley, Berkeley, CA 94720-1740, USA

Received 24 September 2007; received in revised form 13 May 2008; accepted 16 May 2008

Abstract

An analysis was conducted of the transport of burning brands by plumes above line fires in a crosswind. The characteristics of firebrands at landing and their ground distribution were particularly investigated. Calculations were performed with disk-shaped firebrands for fire intensities and wind speeds representative of moderate- to high-intensity surface wildfire scenarios, with partial to full crown involvement. For each fire scenario, 10,000 disk-shaped firebrands with different aspect ratios were detached from the top of the tree canopy. Initial firebrand location and properties were randomly generated. The results show that the normalized mass of firebrands that land in a flaming state correlates with the flight time normalized by $\rho_{w0}\tau_{f0}$ and in a charring state by $\rho_{w0}D_{f0}^{5/3}\tau_{f0}^{-1/6}$ (ρ_{w0} , τ_{f0} , and D_{f0} are the initial density, thickness, and diameter of the firebrand). This last parameter also influences whether the particle burns in flight or reaches the ground. Model results reveal a bimodal ground-level distribution of the released firebrands when both pyrolysis and char oxidation are present in the firebrand. Some of the brands, mostly in a flaming state, land at a short distance from the fire and other firebrands in charring state land at a long distance. It was found that the parameter $\rho_{w0}\tau_{f0}$ determines which firebrands will land in the short- and long-distance regions, and the char content v_c determines the separation between regions. The short-distance firebrands impact the ground frequently while still flaming, have a greater remaining mass, and consequently present the greater fire danger.

© 2008 The Combustion Institute. Published by Elsevier Inc. All rights reserved.

Keywords: Spotting; Wildland fire; Ground-level distribution; Plume

1. Introduction

In most wildland fires, fire spread is mainly controlled by convective and radiative heat transfer from

the burning fuel bed region to the unburned vegetation ahead of it. This form of fire propagation can be viewed as a short-range mechanism. However, another important mechanism of fire propagation that can occur under certain conditions takes place through mass transfer, and is known as “fire spotting.” This mechanism, which can significantly enhance the rate of fire spread, occurs when firebrands are lofted by the fire plume and transported

* Corresponding author. Fax: +33 491 106 969.

E-mail address: bernard.porterie@polytech.univ-mrs.fr (B. Porterie).

Nomenclature

b	plume width parameter	v_e	entrainment velocity
c_p	specific heat	V_f	firebrand volume
d	horizontal distance measured from the fire front	w_g	velocity along the plume trajectory
d_k	horizontal distance of the center of the x -axis interval [$d_k - \Delta d/2$; $d_k + \Delta d/2$] from the fire front	x, y, z	Cartesian coordinates of the fixed system
d^*	separation distance between the short-distance and long-distance firebrand regions	x', y', z'	Cartesian coordinates attached to the brand
D_f	firebrand diameter	<i>Greek symbols</i>	
\mathbf{F}	force	α_i	incidence angle of disk-shaped firebrands
Fr	Froude number	Δd	size of intervals in the x -axis discretization
\mathbf{g}	gravity acceleration vector	Δh	heat of combustion
H	height at which the wind velocity is specified	θ	plume trajectory angle from the horizontal
I	fire intensity	λ	plume parameter (λ^2 : spreading ratio of mass and heat vs. momentum)
\mathbf{I}_f	moment of inertia	μ	viscosity, mean travel distance
\mathbf{K}	moment	ν_c	char content
K_{pz}	z -component of the pitching moment	ρ	density
K_{rz}	z -component of the moment due to resistance	σ	standard deviation of travel distance
L_c	characteristic length of the flow	χ_0	burning parameter, $\chi_0 = \rho_{w0} D_{f0}^{5/3} \tau_{f0}^{-1/6}$
M	mass of the firebrand	τ_{f0}	firebrand thickness
\dot{m}_e	mass flux of ambient air entrained into the plume	ω_f	firebrand spin
n_{int}	number of intervals of the “short-distance” firebrand distribution along the x -axis	<i>Subscripts</i>	
N	plume edge criterion ($R^2 = Nb^2$)	0	initial value
$N(d)$	number of firebrands landing at a distance d from the fire front	c	char
N_k	number of firebrands landing in the interval [$d_k - \Delta d/2$; $d_k + \Delta d/2$]	cr	critical
N_{sd}	total number of “short-distance” firebrands	D	drag
N_{tot}	total number of firebrands that land on the ground	f	firebrand
r	radial distance	film	gas property at film temperature
R	plume radius	final	value at landing
s	distance along plume trajectory	g	gas
T	temperature	G	gravitational
\mathbf{u}	velocity	L	lift
\mathbf{u}_{rel}	relative gas/particle velocity, $\mathbf{u}_{\text{rel}} = \mathbf{u}_g - \mathbf{u}_f$	p	pyrolysis
U_{wind}	wind speed at a height H	rel	relative velocity
		sd	short-distance firebrand
		w	wood
		∞	ambient
		<i>Superscripts</i>	
		*	plume excess value on the centerline
		–	plume average value

downwind to ignite secondary fires beyond the zone of direct heat transfer ignition by the main fire. Among the many factors that affect spotting are the weather, topography, and fuel properties, which include the energetic content of firebrands at landing

and the ignition propensity of the receptive fuel bed. Dense short-range spotting may occur continuously, while isolated spots may occasionally be ignited at longer distances, typically more than a hundred meters.

In order to understand how fire behavior is affected by spotting, it is important to know the ground-level distribution of firebrands and their potential to ignite receptive fuel beds. This requires predicting the trajectories of burning brands transported by the plume and the prevailing wind, as well as their state at landing (i.e., state of combustion, remaining mass, and temperature), together with the characteristics of the vegetation in the landing area. The trajectories and burning rates of firebrands lofted by fires have been studied by several researchers over the years. Tarifa et al. [1], Lee and Hellman [2], and Albin [3] considered spherical brands and provided methods for simulating their transport and burning rate. Woycheese and Pagni [4] followed disk-shaped firebrands released into a Baum–McCaffrey buoyant plume, neglecting wind effects on the plume. Anthenien et al. [5] used a buoyancy-dominated plume model assuming that the horizontal velocity of the plume was equal to the cross-wind velocity. By comparing trajectories for spherical, cylindrical, and disk geometries, they found that disks propagate the farthest and have the greatest remaining mass fraction at landing. Himoto and Tanaka [6], Sardoy et al. [7], and Koo et al. [8] studied the transport of disk-shaped firebrands using a CFD (computational fluid dynamics) model to predict the plume characteristics. With the exception of the work of Albin [3], all these studies considered axisymmetric fire plumes.

An aspect of the problem that still needs further attention is information about the distribution and characteristics of the firebrands at landing. This information is important for determining whether the firebrand has the potential capacity to ignite the receptive vegetation and consequently spot the fire. The present study focuses on this aspect of the problem. To determine firebrand trajectories, a line fire plume is considered rather than an axisymmetric plume, as it is more representative of a wildland fire. The dynamic and thermal properties of the fire plume are determined using an extended form of the model proposed by Mercer and Weber [9], which provides a Gaussian distribution of plume properties. Disk-shaped firebrands are considered, as they represent the highest potential risk for spotting [4,5]. The disk shape is an approximation of firebrands generated from burning bark. Firebrands with different diameters, densities, and thicknesses are assumed to be lofted by the plume in a random distribution, and their flight path is calculated using the relevant transport equations [7] but also considering that the disks undergo lift and rotation. A thermal degradation and combustion model of firebrands is applied to determine their characteristics at landing.

2. Models

A summarized description of the different models used to solve the problem of firebrand distribution and characteristics at landing is given below to complete the presentation, and references to a more detailed description of the models are given.

2.1. Plume model

An integral model was developed to describe the behavior of buoyant line plumes released into stratified crossflows. This model is an extension of that of Mercer and Weber [9], in which the top-hat self-similar profile is replaced by a more realistic Gaussian profile.

For the ambient conditions, a power-law wind profile was considered in order to describe the variation of wind velocity with height [9],

$$U_{\infty}(y) = U_{\text{wind}} \left(\frac{y}{H} \right)^{1/7}, \quad (1)$$

where U_{wind} is the wind speed measured at a height H , and y is measured from the ground level.

A stable thermal atmosphere was also assumed, leading to a decrease in the ambient temperature with height according to

$$T_{\infty}(y) = T_{\infty}(0) + \frac{dT_{\infty}}{dy} y, \quad (2)$$

where dT_{∞}/dy is the temperature gradient, known as the dry adiabatic lapse rate and usually taken as -9.98 K km^{-1} [10].

The governing equations of the plume were obtained by balancing fluxes of mass, momentum, and thermal energy for the control volume illustrated in Fig. 1.

To develop the corresponding equations for a Gaussian model, Davidson [11] assumed that plume properties vary in the cross-flow direction according to

$$w_g = U_{\infty} \cos \theta + w^* \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right), \quad (3)$$

$$\rho_g = \rho_{\infty} + \rho^* \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda^2 b^2}\right), \quad (4)$$

$$T_g = T_{\infty} + T^* \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda^2 b^2}\right), \quad (5)$$

where the λ^2 parameter takes into account the different turbulent diffusivities of mass and heat versus momentum. The plume width parameter b is related

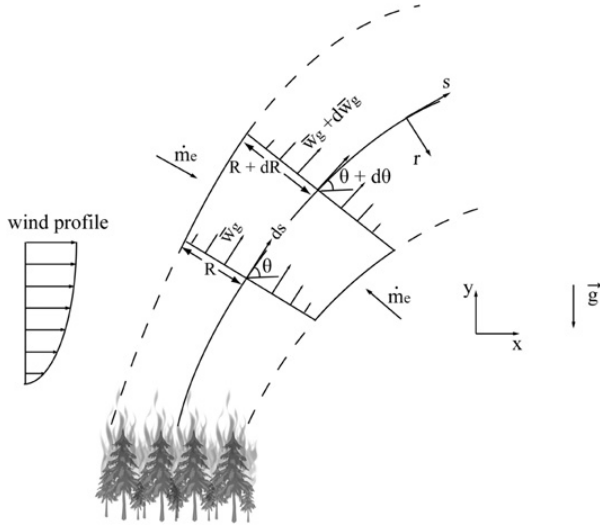


Fig. 1. Integral plume model: control volume used for the derivation of the conservation equations.

to the plume radius R by the assumption $R^2 = Nb^2$, with $N = 2$, as is usually chosen (e.g., [9,11]).

Average values of the plume in the cross-flow direction were obtained from the corresponding Gaussian variables through an area average. The average velocity relationship, for example, is given by

$$\bar{w}_g = \frac{1}{R} \int_0^R w_g dr, \quad (6)$$

which yields, after substitution of Eq. (3) and integration,

$$w^* = (\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta) \frac{2\sqrt{N}}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{N})}. \quad (7)$$

In the same way,

$$\rho^* = (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) \frac{2\sqrt{N}}{\lambda \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{N}/\lambda)} \quad (8)$$

$$T^* = (\bar{T}_g - T_\infty) \frac{2\sqrt{N}}{\lambda \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{N}/\lambda)}. \quad (9)$$

The mass flux of ambient air entrained into the plume (Fig. 1) is given by

$$\dot{m}_e = 2\rho_\infty v_e. \quad (10)$$

Using the low-Mach-number approximation, the conservation equations of mass, s -momentum, r -momentum, and thermal energy for a control volume in the buoyant plume are then given by

$$\frac{d}{ds} \left(2 \int_0^R \rho_g w_g dr \right) = \dot{m}_e, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{ds} \left(2 \int_0^R \rho_g w_g^2 dr \right) \\ &= \dot{m}_e U_\infty \cos \theta - 2 \int_0^R (\rho_g - \rho_\infty) g \sin \theta dr, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = - \frac{\dot{m}_e U_\infty \sin \theta + 2 \int_0^R (\rho_g - \rho_\infty) g \cos \theta dr}{2 \int_0^R \rho_g w_g^2 dr}, \quad (13)$$

$$\frac{d}{ds} \left(2 \int_0^R \rho_g w_g c_{pg} T_g dr \right) = \dot{m}_e c_{pg} T_\infty. \quad (14)$$

Substitution of Eqs. (3)–(5) and (10) and integration over r yields

$$\begin{aligned} & \frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g \bar{w}_g b + (A_0 - 1)(\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta)(\bar{\rho}_g - \rho_\infty) \} \\ &= \rho_\infty v_e, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g b \bar{w}_g^2 + (A_1 - 1)\rho_\infty b(\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta)^2 \\ &+ (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) b[(A_2 - A_0)(\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta)^2 \\ &+ (A_0 - 1)(\bar{w}_g^2 - U_\infty^2 \cos^2 \theta)] \} = \rho_\infty v_e U_\infty \cos \theta \\ &- b g \sin \theta (\bar{\rho}_g - \rho_\infty), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = - \frac{\rho_\infty v_e U_\infty \sin \theta + (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) b g \cos \theta}{\{ \}}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{ds} \{ \bar{\rho}_g b \bar{w}_g \Delta T + (A_0 - 1)\rho_\infty b \Delta T (\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta) \\ &+ (A_3 - 1)(\bar{\rho}_g - \rho_\infty) b \Delta T U_\infty \cos \theta \\ &+ (\bar{\rho}_g - \rho_\infty) b (\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta) \\ &\times [(A_4 - 1)\bar{T}_g - (A_4 - A_0)T_\infty] \} \\ &= T_\infty \frac{d}{ds} [(A_0 - 1)b(\bar{w}_g - U_\infty \cos \theta) \\ &\times (\bar{\rho}_g - \rho_\infty)] - \bar{\rho}_g b \bar{w}_g \frac{dT_\infty}{dy} \sin \theta \end{aligned} \quad (18)$$

with

$$A_0 = \frac{2\sqrt{N}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\lambda^2 + 1}} \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{N} \sqrt{1 + \lambda^2}/\lambda)}{\operatorname{erf}(\sqrt{N}) \operatorname{erf}(\sqrt{N}/\lambda)},$$

$$A_1 = \frac{\sqrt{2N} \operatorname{erf}(\sqrt{2N})}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}^2(\sqrt{N})},$$

$$A_2 = \frac{4N}{\pi \sqrt{2\lambda^2 + 1}} \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{N} \sqrt{2\lambda^2 + 1}/\lambda)}{\operatorname{erf}^2(\sqrt{N}) \operatorname{erf}(\sqrt{N}/\lambda)},$$

$A_3 = A_1/\lambda$, $A_4 = A_2/\lambda$, and $\Delta T = \bar{T}_g - T_\infty$. On the right-hand side of Eq. (17), the denominator is identical to the bracketed term on the left-hand side of Eq. (16).

In agreement with Davidson [11], the two-term entrainment hypothesis was retained and the air entrainment velocity is given by

$$v_e = N\alpha(\bar{w}_g - U_\infty \cos\theta) + \beta U_\infty \sin\theta, \quad (19)$$

where the constants have the values $\alpha = 0.057$ and $\beta = 0.5$.

In addition to these conservation laws, the plume model includes the kinematic relationships $dx = ds \cos\theta$, $dy = ds \sin\theta$ and an ideal gas law that is based on the approximation that the pressure inside the plume is equal to the ambient pressure.

Under the latter assumption and using Eqs. (4), (5), (8), and (9), the average density across the plume can be related to the average temperature by the relationship

$$\bar{\rho}_g = \rho_\infty \frac{T_\infty - A_5(T_\infty - \bar{T}_g)}{\bar{T}_g - A_5(T_\infty - \bar{T}_g)} \quad (20)$$

with

$$A_5 = \frac{2\sqrt{N}}{\lambda\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{N}/\lambda)} - 1.$$

Finally, the x - and y -components of the gas velocity components are deduced from $u_{gx} = w_g \cos\theta$, $u_{gy} = w_g \sin\theta$.

2.2. Firebrand motion

The gas properties in the z -direction are invariant due to the line fire assumption, and thus the major axis direction of the firebrand, \mathbf{y}' , is assumed to be in the plane (xy) (see Fig. 1 in [7]). The motion of disk-shaped particles, including translation and rotation, is calculated by solving the conservation equations of kinematic and angular momentum,

$$\rho_f V_f \frac{d\mathbf{u}_f}{dt} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_G, \quad (21)$$

$$\mathbf{I}_f \frac{d\boldsymbol{\omega}_f}{dt} = \mathbf{K}, \quad (22)$$

where \mathbf{F}_D , \mathbf{F}_L , and \mathbf{F}_G are the drag, lift, and gravitational forces. Firebrand density, ρ_f , is directly related to virgin wood and char densities deduced from the thermal degradation and combustion model.

The moment of inertia with respect to the z -axis, I_{fz} , is given by

$$I_{fz} = \frac{\rho_f V_f}{8} \left(\frac{D_f^2}{2} + 2 \frac{\tau_{f0}^2}{3} \right). \quad (23)$$

In a gas/solid flow, the virtual mass effect and Basset history terms can be neglected because of the low gas-particle density ratio. For the same reason, the pressure gradient force is negligible compared with the drag and lift forces.

Drag, lift, and gravitational forces are expressed as

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} C_D \rho_{\text{film}} S_{\text{eff}1} \|\mathbf{u}_{\text{rel}}\| \mathbf{u}_{\text{rel}}, \quad (24)$$

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{2} C_L \rho_{\text{film}} S_{\text{eff}2} \frac{\mathbf{y}' \cdot \mathbf{u}_{\text{rel}}}{\|\mathbf{u}_{\text{rel}}\|} [\mathbf{y}' \times \mathbf{u}_{\text{rel}}] \times \mathbf{u}_{\text{rel}}, \quad (25)$$

$$\mathbf{F}_G = V_f (\rho_f - \rho_{\text{film}}) \mathbf{g}. \quad (26)$$

The subscript film indicates that the associated gas property is taken at the film temperature, which is the average between gas and particle surface temperatures. $S_{\text{eff}1}$ and $S_{\text{eff}2}$ are the particle areas normal to the directions of drag and lift forces, respectively. They depend on the incidence angle, α_i , between \mathbf{y}' and \mathbf{u}_{rel} [12],

$$S_{\text{eff}1} = \frac{\pi D_f^2}{4} \left[\sin^2 \alpha_i + \left(\frac{8\tau_{f0}}{\pi D_f} \right)^2 \cos^2 \alpha_i \right]^{1/2}, \quad (27)$$

$$S_{\text{eff}2} = \frac{\pi D_f^2}{4} \left[\cos^2 \alpha_i + \left(\frac{8\tau_{f0}}{\pi D_f} \right)^2 \sin^2 \alpha_i \right]^{1/2}. \quad (28)$$

Drag and lift coefficients are given as a function of both normal, C_N , and tangential, C_T , force coefficients [13],

$$C_D = C_N \sin \alpha_i - C_T \cos \alpha_i, \quad (29)$$

$$C_L = -C_N \cos \alpha_i - C_T \sin \alpha_i, \quad (30)$$

where

$$C_N = \frac{C_{D90} \sin \alpha_i}{0.56 + 0.44 \sin \alpha_i} \quad \text{and}$$

$$C_T = -0.00375 \cos \alpha_i.$$

C_{D90} is the two-dimensional drag force coefficient for an attack angle of 90° . It is given by

$$C_{D90} = 1.98 - 0.81 [1 - \exp(-20D_f/\tau_f)].$$

The z -component of the resulting moment acting on the brand, K_z , is obtained by the sum of two torques. The first, called pitching moment K_{pz} , is due to the noncoincidence of the center of hydrodynamic forces and the center of mass [12],

$$K_{pz} = x_{cp} \mathbf{y}' \times (\mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L) \cdot \mathbf{z}, \quad (31)$$

where the distance between the centers is given by

$$x_{cp} = 0.25 \frac{D_f}{2} [1 - \exp(1 - D_f/\tau_{f0})] [1 - \sin^3 \alpha_i].$$

The second, K_{rz} , is due to the resistance acting on a relatively rotating body, which contributes to the attenuation of relative rotation [12],

$$K_{rz} = \int_0^{D_f/2} C_D \rho_{\text{film}} \pi r^2 [(\omega_{gz} - \omega_{fz})r]^2 dr, \quad (32)$$

where ω_{gz} represents the z -component of the local gas vorticity.

2.3. Firebrand burning

Details of the model and validation can be found in [7]. The main assumptions upon which the model is based are repeated below for the sake of completeness.

The firebrands are assumed to have been ignited and to be burning at the originating source. Pyrolysis is considered as a subsurface volumetric process whereas heterogeneous combustion (char oxidation) is considered as occurring at the outer surface of the particle. Consequently, the particle loses mass via in-depth pyrolysis and heterogeneous combustion, but it loses volume only from heterogeneous combustion. The pyrolysis front moves through the particle along its thickness. As regards the char oxidation, the particle loses volume only by diameter regression. During pyrolysis, the particle surface temperature remains constant and equal to 993 K [14]. Char oxidation can occur concomitantly with pyrolysis when oxygen reaches the char particle surface during the devolatilization stage.

If firebrands land before pyrolysis is complete, they will land at an elevated temperature; otherwise, they will land in a charring state with a temperature that depends on the energy balance between char oxidation and heat losses to the environment at the particle surface.

3. Results and discussions

3.1. Plume calculations

The solutions of 20 plumes that correspond to fire intensities of 10, 20, 30, and 40 MW m⁻¹, and wind speeds of 6.70, 8.94, 11.17, 13.41, 15.64, and 17.88 m s⁻¹ were computed. They are representative of moderate- to high-intensity surface fire scenarios, with partial to full crown involvement. The wind velocities were assumed to be those at the top of the tree canopy, $H = 10$ m, which was also considered as being the plume base. The ambient temperature was taken as equal to 300 K.

The solution of the plume requires the initial conditions for the plume inclination with the horizontal, θ , and the Gaussian temperature, velocity, and density distributions within the plume. For all cases, the average Gaussian temperature was taken as $\bar{T}_{g0} = 900$ K and the inclination angle as $\theta_0 = \pi/2$ [9]. As a first-order approximation, the mean specific heat of the gas was taken as that of air at \bar{T}_{g0} , which gives $c_{pg} = 1121$ kJ kg⁻¹ K⁻¹.

The initial width parameter and Gaussian velocity are related by the definition of fire intensity,

$$I = 2b_0\bar{w}_{g0}[c_{pg}\bar{\rho}_{g0}(\bar{T}_{g0} - T_{\infty})]. \quad (33)$$

This leads to

$$2b_0\bar{w}_{g0} = I/0.425 \quad (34)$$

with I in MW m⁻¹.

Preliminary calculations of gas velocity at the top of the canopy were first carried out for all the fire conditions under consideration using a physics-based three-dimensional wildland fire model [7]. It was found that the gas velocity on the centerline fell within the range 10.5–13 m s⁻¹. We therefore assumed that plume gases escape vertically from the canopy with a velocity on the centerline of 12 m s⁻¹, irrespective of fire conditions. This value and Eqs. (3) and (7) with $r = 0$ and $\theta_0 = \pi/2$ lead to an initial Gaussian velocity $\bar{w}_{g0} = 7$ m s⁻¹. For the 10, 20, 30, and 40 MW m⁻¹ fires considered, the initial width parameters deduced from Eq. (34) are therefore 1.68, 3.36, 5.04, and 6.72 m, respectively.

Calculations were then performed to compute thermal plume properties on a nonuniform mesh covering a large domain of 10×1.7 km². To simulate firebrand trajectories, 10,000 disk-shaped firebrands, with an initial aspect ratio τ_{f0}/D_{f0} ranging from 1 to 7.5%, were detached from randomly generated locations at the plume base. They were released into the precomputed plume with a random initial velocity between zero velocity and gas velocity. Initial firebrand location and properties were also randomly generated, in the range $-b$ to b along the plume width for its location, and 50 to 300 kg m⁻³ for its density, 1 to 3 mm for its thickness, 4 to 10 cm for its diameter, and 0° to 180° for the incidence angle. Firebrand properties are summarized in [7].

With a time step of 10^{-4} s, the solution was found to be time-step independent. The calculation of the 10,000 trajectories takes about 4 h of CPU time on a 32-processor SUN cluster (AMD X86, distributed memory).

3.2. Preliminary analysis

A dimensional analysis of the particle's kinetic momentum (Eq. (21)) shows that the group $\rho_{w0}\tau_{f0}$, being the ratio between the mass and surface of the firebrand, relates aerodynamic and gravitational forces, and thus controls the landing distance.

Existing results [7] showed that pyrolysis occurs in the thermally thin heat transfer regime, which indicates that pyrolysis time is proportional to the surface-to-mass ratio of the particle, and thus to the product $\rho_{w0}\tau_{f0}$ for a disk. As indicated previously, the model assumes that pyrolysis and char oxidation processes are concomitant. However, we showed [7] that, during pyrolysis, a small amount of oxygen diffuses toward

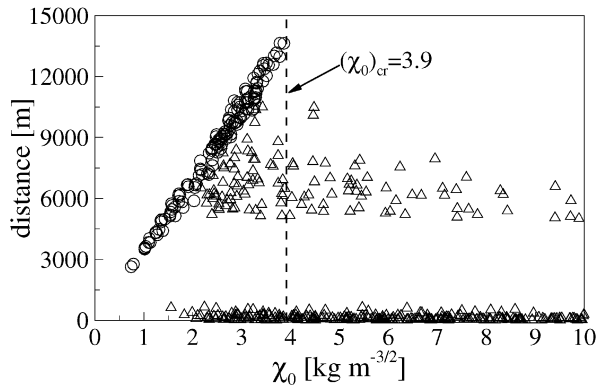


Fig. 2. The critical value of the burning parameter is determined graphically from the evolution of the distance traveled vs. χ_0 . Conditions are a fire intensity of 30 MW m^{-1} , a wind speed of 11.17 m s^{-1} , and $\nu_c = 0.39$. Circles correspond to firebrands that burn totally in the air, and triangles to firebrands that land on the ground.

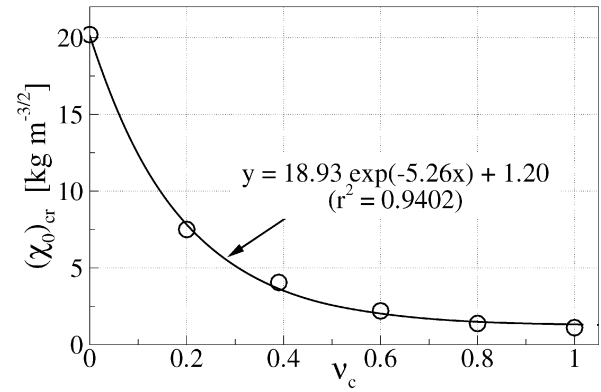
the solid surface, which limits char oxidation in such a manner that the two processes can be considered as successive. It can thus be deduced that the parameter $\rho_{w0}\tau_{f0}$ controls the transition between pyrolysis and char oxidation processes.

Considering the char oxidation process, we can conclude from a dimensional analysis similar to that derived in [7] that the characteristic time for total char oxidation scales with $\chi_0 = \rho_{w0}D_{f0}^{5/3}\tau_{f0}^{-1/6}$. As a flying firebrand loses volume only from char oxidation, it can be expected that whether the brand burns totally in the air or lands on the ground is affected by the burning parameter χ_0 . It will be shown below that the char content, ν_c , which is related to the kind of wood, also plays an important role in the characteristics of the transport of firebrands. For wildland fuels, it is less than 0.4.

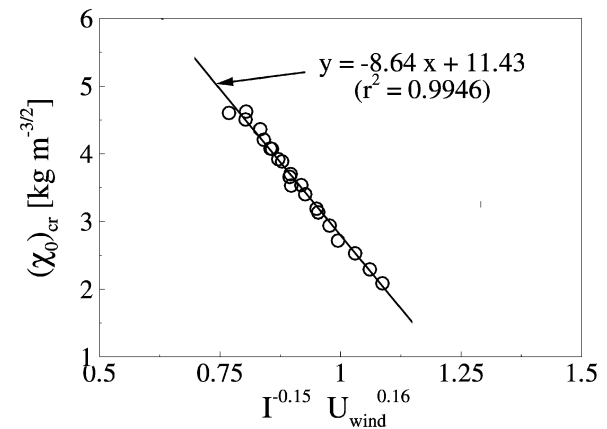
3.3. Landing criterion

There exists a critical value of χ_0 above which a firebrand will necessarily land before being entirely consumed. This value is determined graphically by plotting the distances covered by 10,000 firebrands as a function of the burning parameter. An example is given in Fig. 2 of firebrands generated from the burning bark of Ponderosa pine ($\nu_c = 0.39$ [15]) lofted by a 30 MW m^{-1} line fire and transported by a wind velocity of 11.17 m s^{-1} .

Numerical experiments show that the critical value, $(\chi_0)_{cr}$, depends on fire intensity, wind conditions, and fuel type through the char content, ν_c . Fig. 3a shows that, for a 30 MW m^{-1} line fire and a wind velocity of 11.17 m s^{-1} , the critical value decreases exponentially as a function of ν_c . For firebrands of Ponderosa pine, the dependence of $(\chi_0)_{cr}$



(a)



(b)

Fig. 3. (a) Critical value of the burning parameter as a function of ν_c for a fire intensity of 30 MW m^{-1} and a wind speed of 11.17 m s^{-1} . Although unrealistic for wildland fuels, values of ν_c greater than 0.4 are considered in order to highlight the functional dependence of $(\chi_0)_{cr}$ on ν_c . (b) Critical value of the burning parameter as a function of $I^{-0.15}U_{wind}^{0.16}$ for $\nu_c = 0.39$.

on fire intensity and wind speed is illustrated in Fig. 3b.

3.4. Remaining mass at landing

Fig. 4 shows that the normalized mass of the firebrands that land while pyrolysis is still occurring (flaming state) is an exponential function of the flight time normalized by the characteristic time of pyrolysis,

$$\frac{M_{final}}{M_0} = 0.97 \exp\left(-\frac{0.0045}{\rho_{w0}\tau_{f0}}t_{flight}\right). \quad (35)$$

For firebrands that undergo only heterogeneous oxidation (char oxidation state) at landing, the remaining normalized mass is a linear function of the flight time normalized by the characteristic time of char oxidation,

$$\frac{M_{final}}{M_0} = -\frac{2.21 \times 10^{-3}}{\chi_0}t_{flight} + 0.36. \quad (36)$$

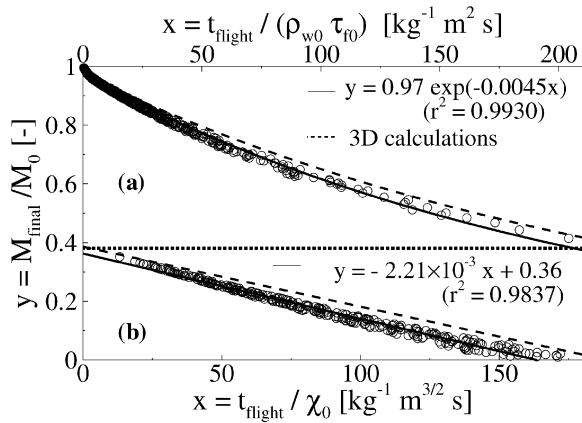


Fig. 4. Remaining mass fraction versus the flight time normalized by $\rho_{w0}\tau_{f0}$ for flaming firebrands at landing (a) or by $\chi_0 = \rho_{w0}D_{f0}^{5/3}\tau_{f0}^{-1/6}$ for firebrands in charring state at landing (b). Here $\nu_c = 0.39$.

These relationships for firebrands transported by plumes above line fires are in good agreement with those obtained by Sardoy et al. [7] in a previous

study concerning the transport of firebrands in a three-dimensional fire-induced plume generated by a group of burning trees (Fig. 4).

3.5. Scattered ground-level distribution of firebrands

The results of the analysis show that, depending on the value of the char content, the ground-level distribution of firebrands exhibits a single or bimodal behavior, whatever the fire intensity and wind speed. Fig. 5 shows the ground-level distribution of firebrands released from a 30 MW m^{-1} fire subjected to a wind of 11.17 m s^{-1} for $\nu_c = 0$, $\nu_c = 0.39$, and “only char oxidation.” $\nu_c = 0$ means that virgin dry wood is totally converted into pyrolysis gases, whereas “only char oxidation” refers to particles that leave the canopy in a charring state. Model results show the existence of a bimodal ground-level distribution of the released firebrands when both pyrolysis and char oxidation are present in the firebrand.

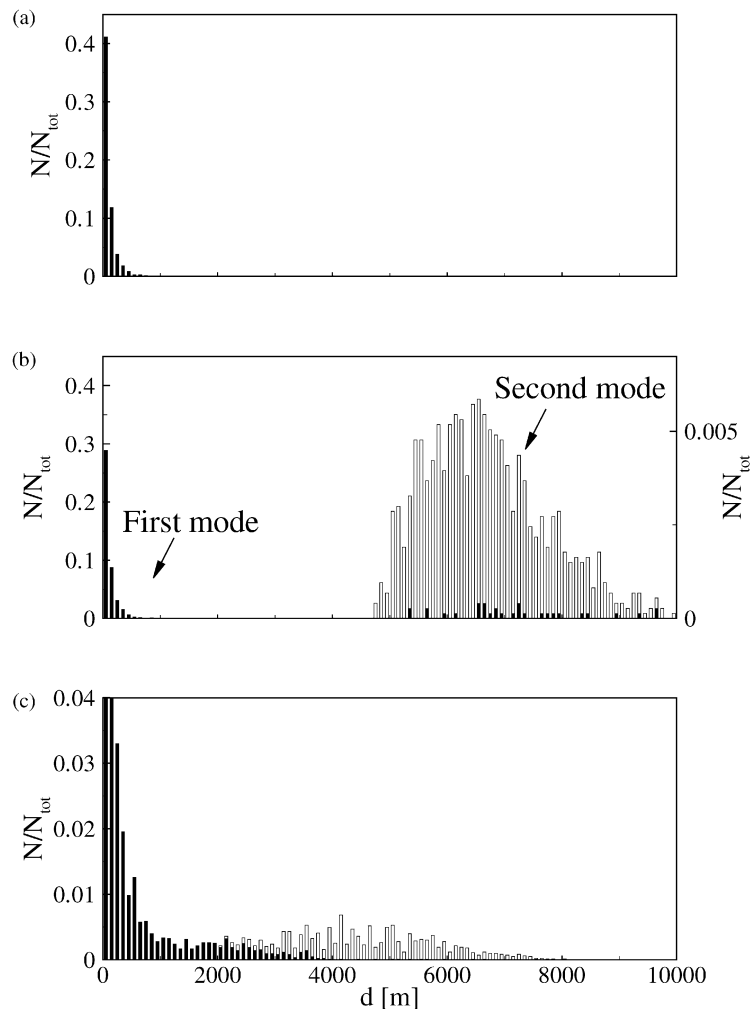


Fig. 5. Ground-level distribution of N_0 fallen firebrands for a fire intensity of 30 MW m^{-1} and a wind speed of 11.17 m s^{-1} for (a) $\nu_c = 0$ and $N_{\text{tot}} = 5052$, (b) $\nu_c = 0.39$ and $N_{\text{tot}} = 7338$, the left-hand scale corresponding to “short-distance” firebrands, the right-hand scale to “long-distance” firebrands, and (c) only “char oxidation process” and $N_{\text{tot}} = 8337$. Black-filled bars correspond to firebrands that land at a temperature higher than 500 K.

For $\nu_c = 0.39$ (Fig. 5b), of the 10,000 brands launched, 7338 reached the ground; the others either burned while in flight or fell inside the canopy. A bimodal distribution was obtained. The first mode was composed of firebrands, referred to as “short-distance” firebrands, that landed on the ground at distances of up to around 1000 m. It included 72.38% of the 7338 firebrands that reached the ground and more than 99% of them landed while still flaming. Such firebrands, which impact the ground in a flaming state, have a high potential to ignite spot fires [16]. The second mode corresponds to “long-distance” firebrands, with a landing distance greater than 4500 m. It exhibits a Poisson-like behavior with a maximum at about 6100 m. Of the fallen firebrands, 27.62% belonged to this mode, and results show that they reached the ground in a char oxidation state. The maximum temperature at landing for the present case was about 550 K, and only 3.26% of the firebrand in the char oxidation state had a temperature greater than 500 K. Their lower temperature combined with smaller remaining mass resulted in a smaller spotting potential.

For $\nu_c = 0$ (Fig. 5a), a single-mode distribution of “short-distance” flaming firebrands was obtained with a potential maximum spotting distance (1128 m) a little longer than the distance reached for the case $\nu_c = 0.39$. The density of the brands continued to tend toward a value of zero, and the parameter $\rho_f \tau_{f0}$ was more significantly affected during the transport, which enhanced the aerodynamic forces on the particle.

When the firebrands were submitted only to char oxidation (Fig. 5c), a single-mode distribution of charring firebrands with a wide range of landing distances was obtained. These firebrands, whose density remained constant during their transport, generally fell nearer the canopy. However, they could have the potential to ignite spot fires at long distances, since 76.12% of them reached the ground with a temperature higher than 500 K and as far away as 4500 m.

3.6. Parameters of the bimodal distribution

As discussed in Section 3.2, the product $\rho_{w0} \tau_{f0}$ determines which firebrands will land in the short- or long-distance regions (Fig. 5b). This is understandable, since this parameter relates aerodynamic and gravitational forces, and consequently the landing distance, as well as controlling the transition between pyrolysis and char oxidation processes.

Fig. 6 shows the landing distance as a function of the parameter $\rho_{w0} \tau_{f0}$ for the 7338 brands of interest, from the 30 MW m⁻¹ fire subjected to a wind of 11.17 m s⁻¹, and for a char content of 0.39. This plot shows three different regions: re-

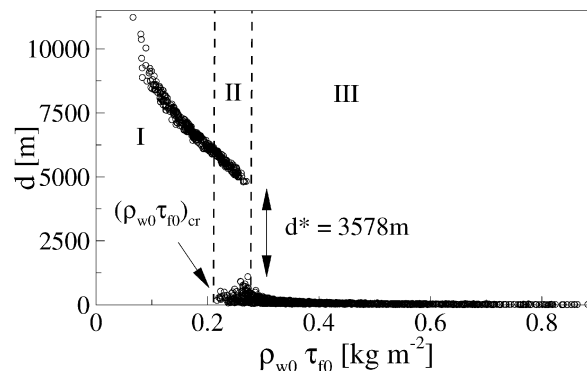


Fig. 6. Landing distance as a function of the parameter $\rho_{w0} \tau_{f0}$ for $\nu_c = 0.39$, a fire intensity of 30 MW m⁻¹, and a wind speed of 11.17 m s⁻¹.

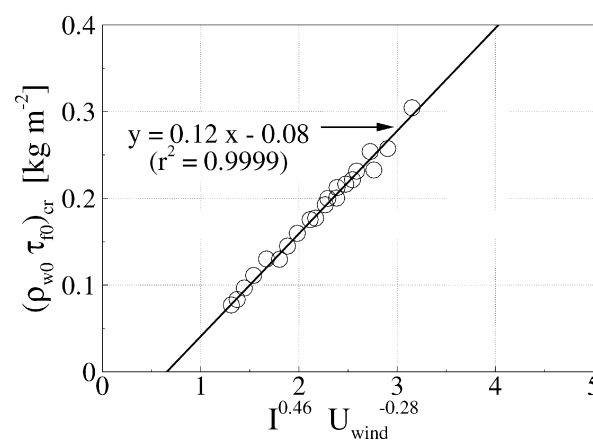


Fig. 7. Critical value of the distribution parameter $(\rho_{w0} \tau_{f0})_{cr}$ as a function of $I^{0.46} U_{wind}^{-0.28}$. Here $\nu_c = 0.39$.

gion I is relative to long-distance firebrands, for which $\rho_{w0} \tau_{f0} < 0.2125$ kg m⁻², whereas region III concerns short-distance firebrands, for which $\rho_{w0} \tau_{f0} > 0.2695$ kg m⁻². When 0.2125 kg m⁻² $\leq \rho_{w0} \tau_{f0} \leq 0.2695$ kg m⁻² (region II in Fig. 6), the corresponding firebrands can travel over a few hundred meters or more than 4500 m depending on their initial location, firebrands initially located close to the centerline traveling the furthest. The value 0.2125 kg m⁻² can be considered for the present case as a critical value, referred to as $(\rho_{w0} \tau_{f0})_{cr}$, beyond which the firebrand may land flaming, with the potential to ignite receptive fuel beds, within a short distance of the fire source. This critical value is a linear function of powers of fire intensity and wind speed, as observed by fitting model results (Fig. 7).

Another important characteristic of the bimodal distribution is the separation d^* between the “short-distance” and the “long-distance” landing firebrands (Fig. 6).

The separation distance d^* between the two modes of distribution depends linearly on the value of ν_c , as is shown in Fig. 8. It is also interesting to note that the value of $(\rho_{w0} \tau_{f0})_{cr}$ is basically inde-

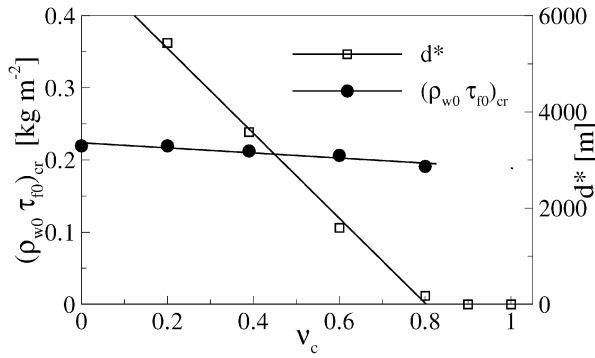


Fig. 8. Critical value $(\rho_{w0}\tau_{f0})_{cr}$ and distance d^* as a function of ν_c for a fire intensity of 30 MW m^{-1} and a wind speed of 11.17 m s^{-1} . Although unrealistic for wildland fuels, values of ν_c greater than 0.4 are considered in order to highlight the functional dependence of $(\rho_{w0}\tau_{f0})_{cr}$ and d^* on ν_c .

pendent of the char content (Fig. 8). These results are potentially important, since ν_c depends on the type of wood, and consequently the characteristics of fire spotting depend not only on fire and environment characteristics but also on vegetation type.

3.7. “Short-distance” firebrand distribution

Let us consider now the first mode of the bimodal distribution, which corresponds to “short-distance” firebrands. The x -axis is discretized into intervals of equal size Δd . The interval size is chosen large enough to avoid empty segments and small enough to obtain sufficient detail. The number of particles in each interval is divided by the total number of “short-distance” firebrands, N_{sd} . The “short-distance” firebrand distribution can therefore be approximated by a lognormal function of the landing distance d ,

$$p(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma d} \exp\left\{-\frac{(\ln d - \mu)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (37)$$

where μ and σ are the mean and standard deviation of the logarithm of the variable

$$\mu = \sum_{k=1}^{n_{int}} \frac{N_k}{N_{sd}} \ln d_k, \quad (38)$$

$$\sigma = \sqrt{\sum_{k=1}^{n_{int}} \frac{N_k}{N_{sd}} (\ln d_k - \mu)^2},$$

where n_{int} is the number of intervals involved in the “short-distance” firebrand distribution. Both the distribution and the lognormal function are plotted in Fig. 9 for $\nu_c = 0.39$, a fire intensity of 30 MW m^{-1} and a wind speed of 11.17 m s^{-1} .

This lognormal behavior confirms the experimental observations made during the 2001 Spotfire

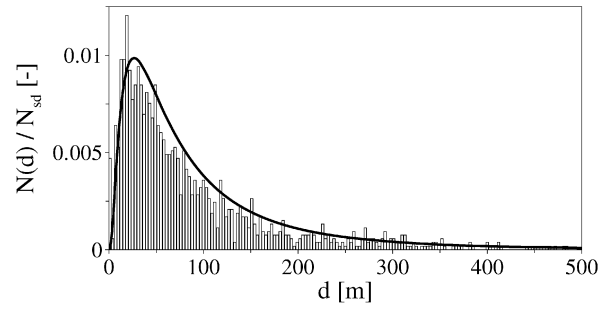


Fig. 9. Ground-level distribution of “short-distance” firebrands for $\nu_c = 0.39$, a fire intensity of 30 MW m^{-1} , and a wind speed of 11.17 m s^{-1} . The fitting curve corresponds to the lognormal function $p(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma d} \exp\{-\frac{(\ln d - \mu)^2}{2\sigma^2}\}$ with $\mu = 4.20$ and $\sigma = 0.96$.

project [17], which reported that the ground-level distribution reaches a maximum near the fire front and that this maximum is followed by an exponential decrease. It is also in qualitative agreement with the numerical results obtained by Himoto and Tanaka [6].

To illustrate how fire and wind conditions affect the first mode of the bimodal distribution, it is necessary to introduce the Froude number, $Fr = U_{wind}/\sqrt{gL_c}$, based on the characteristic length of the plume,

$$L_c = \left(\frac{10^3 \times I}{\rho_{\infty} c_{pg} T_{\infty} g^{1/2}}\right)^{2/3}.$$

For the plumes considered, two regimes are identified: a buoyancy-driven regime ($Fr < 1$) and a wind-driven regime ($Fr > 1$). A least-squares fitting of model results is performed for both regimes. It is found that the two parameters of the lognormal function, μ and σ , follow an affine relationship with powers of the fire intensity and wind speed (Fig. 10).

4. Conclusions

A numerical study was performed to determine the ground-level distribution of disk-shaped firebrands released into a plume rising above a line fire, as well as their state on landing. When both in-depth pyrolysis (flaming) and char oxidation occur during the transport of the firebrand, a bimodal distribution of landing sites is found. “Short-distance” firebrands land while still pyrolyzing (flaming), whereas “long-distance” ones reach the ground in a char oxidation state. The spacing between the two landing sites depends on the char content. Whether a firebrand will land in one or another landing site depends on the parameter $\rho_{w0}\tau_{f0}$. The remaining normalized mass of firebrands in the flaming state at landing is found to be an exponential decay of the flight time normalized by the product $\rho_{w0}\tau_{f0}$, and for firebrands that reach the ground in

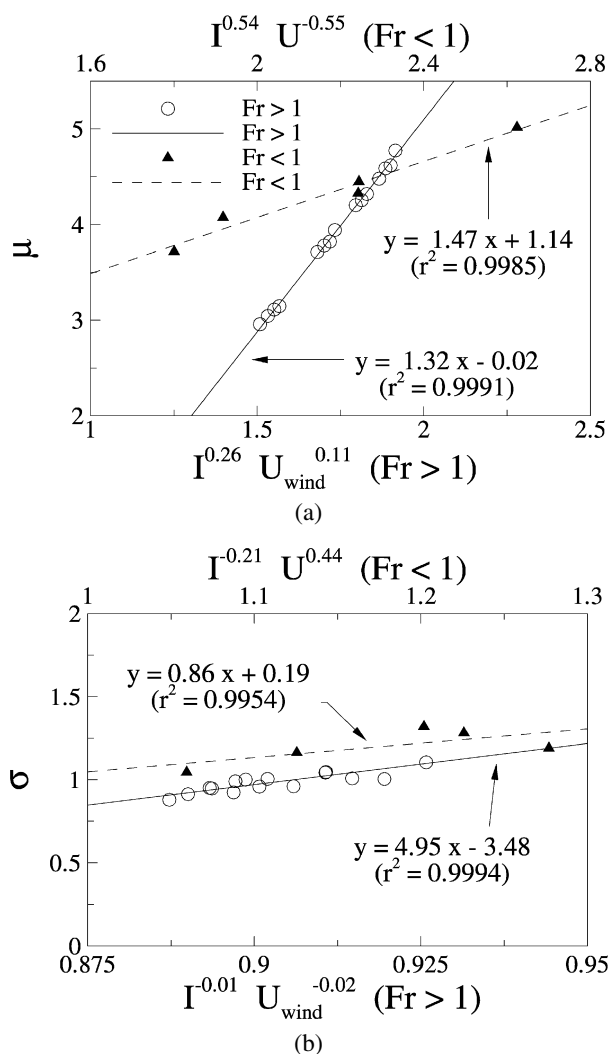


Fig. 10. Parameters of the lognormal function: (a) μ vs. $I^{0.54} U_w^{0.55}$ for $Fr < 1$ and μ vs. $I^{0.26} U_w^{0.11}$ for $Fr > 1$, (b) σ vs. $I^{0.21} U_w^{0.44}$ for $Fr < 1$ and σ vs. $I^{-0.01} U_w^{-0.02}$ for $Fr > 1$. Here $\nu_c = 0.39$.

the charring state, there is a linear relationship between their remaining normalized mass at landing and the flight time normalized by $\chi_0 = \rho_w D_{f0}^{5/3} \tau_{f0}^{-1/6}$. There exists a critical value of χ_0 above which a firebrand will necessarily land before being entirely consumed. This critical value appears to be dependent on ν_c and on the wind speed and fire intensity. For those of the “short-distance” firebrands that have the potential to ignite new secondary fires because they are flaming and have significant mass at landing, the ground-level distribution follows a lognormal function. The function parameters, i.e., the mean travel distance and its standard deviation, can be determined from correlations in terms of fire intensity and wind speed. The results of this work, in particular the lognormal function that describes the distribution of short-distance landing firebrands and the relevant

problem parameters that describe the separation between the short- and long-distance landing regions and determine whether the firebrands will burn in the air or land on the ground, could be incorporated easily into fire propagation models in order to predict the potential spotting characteristics of a wildland fire.

References

- [1] C.S. Tarifa, P.P. Del Notario, F.G. Moreno, Proc. Combust. Inst. 10 (1965) 1021–1037.
- [2] S.L. Lee, J.M. Hellman, Combust. Flame 15 (1970) 265–274.
- [3] F.A. Albini, Combust. Sci. Technol. 32 (1983) 277–288.
- [4] J.P. Woycheese, P.J. Pagni, Combustion models for wooden brands, in: Proc. 3rd Int. Conf. on Fire Research and Engineering, Society of Fire Protection Engineers, Washington, USA, 1999, p. 53.
- [5] R.A. Anthenien, S.D. Tse, A.C. Fernandez-Pello, Fire Safe. J. 41 (2006) 349–363.
- [6] K. Himoto, T. Tanaka, Transport of disk-shaped firebrands in a turbulent boundary layer, in: Proc. 8th Int. Symp. on Fire Safety Science, Beijing, China, 2005, p. 433.
- [7] N. Sardoy, J.L. Consalvi, B. Porterie, A.C. Fernandez-Pello, Combust. Flame 150 (2007) 151–169.
- [8] E. Koo, P. Pagni, R. Linn, Using FIRETEC to describe firebrand behavior in wildfires, in: Proc. 10th Int. Conf. and Exhibition on Fire and Materials, San Francisco, CA, 2007.
- [9] G.N. Mercer, R.O. Weber, Int. J. Wildland Fire 4 (1994) 201–207.
- [10] D.V. Schroeder, Thermal Physics, Addison-Wesley-Longman, 1999.
- [11] G.A. Davidson, Atmos. Environ. 20 (1986) 471–478.
- [12] C. Yin, L. Rosendahl, S.R. Kaer, H. Sorensen, Chem. Eng. Sci. 58 (2003) 3489–3498.
- [13] C. Lindenburg, Stall coefficients, aerodynamic airfoil coefficients at the large angle of attack, in: Proc. IEA Symp. on the Aerodynamics of Wind Turbines, ECN-RX-01-004, NREL, USA, 2000.
- [14] S.D. Tse, A.C. Fernandez-Pello, Fire Safe. J. 30 (1998) 333–356.
- [15] A.M. Grishin, Mathematical Modeling of Forest Fires and New Methods of Fighting Them, Pub. House of the Tomsk University, Tomsk, 1997.
- [16] S.L. Manzello, T.G. Cleary, J.R. Shields, J.C. Yang, Urban-wildland fires: On the ignition of surfaces by embers, in: Proc. 4th Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute, The Combustion Institute, Philadelphia, USA, 2005, p. 1.
- [17] P.F. Ellis, Spotting and firebrand behaviour in dry eucalypt forest and the implications for fuel management in relation to fire suppression and to ember (firebrand) attack on houses, in: Proc. 3rd Int. Wildland Fire Conference, Sydney, 2003.



3 Place Victor Hugo
13331 MARSEILLE CEDEX 3

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse :

TRANSPORT ET COMBUSTION DE PARTICULES GENEREES PAR UN FEU DE VEGETATION.

Nom et prénom de l'auteur : Monsieur SARDOY Nicolas

Membres du Jury :

MM. FERNANDEZ-PELLO C., COPPALLE A., SERO-GUILLAUME O., CONSALVI J.L., PORTERIE B.,

Président du Jury :Coppalle Alexis

Date de la soutenance : Mercredi 28 novembre 2007

Reproduction de la thèse soutenue :

- thèse pouvant être reproduite en l'état
 thèse ne pouvant pas être reproduite
 thèse pouvant être reproduite après corrections

Signature du Président du Jury

Résumé

Dans une optique de compréhension et de maîtrise du phénomène de sautes de feu (propagation d'incendie par projection de débris végétaux enflammés ou incandescents, appelés brandons), un modèle physique simulant le transport et la combustion des brandons lors d'un feu de forêt est développé. Le sous-modèle de combustion décrit la plupart des processus de dégradation thermique : pyrolyse du bois sec, combustion et gazéification du carbone résiduel, transferts thermiques. . . Le sous-modèle aérodynamique tient compte des phénomènes de traînée et de portance, ainsi que les effets de rotation du brandon. Le comportement des brandons est analysé dans deux configurations de feu de végétation : - un groupe d'arbres en feu où la zone de combustion et le panache de gaz chauds sont obtenus à partir d'un modèle diphasique 3D multi-classes soumis à un vent latéral ; - une ligne d'arbres en feu où l'écoulement gazeux 2D est approché par un modèle intégral des équations de conservation dans le panache de fumées. Les calculs permettent de dégager l'influence des principales caractéristiques de l'incendie (intensité du feu, vitesse du vent) et des propriétés physiques initiales des brandons (diamètre, épaisseur, masse volumique, teneur en charbon) sur leur distance parcourue et leur masse restante au sol, ainsi que sur les critères d'extinction et de chute des brandons. Les résultats révèlent l'existence d'une distribution bi-modale au sol des brandons : - la plupart arrivant enflammés sur la végétation réceptive près du feu et présentent un grand danger de départ de feu ; - et les autres tombant à l'état de braises loin en avant du front de feu. Une loi de distribution est obtenue pour les brandons à courte distance et permet d'estimer, entre autres, la distance moyenne de sautes.

Mots-clés: incendie, brandon, saute de feu, panache

Abstract

As a tool for understanding and mastery the phenomenon of spotfires (fire spread by lofted flaming or glowing plant debris, called firebrands), a physical model which simulates transport and combustion of firebrands during forest fire is developed. The combustion sub-model describes the most of the thermal degradation processes : pyrolysis of dry wood, combustion and gasification of char, thermal transfers. . . Aerodynamical sub-model takes into account drag and lift phenomena, as well as the rotation effects of firebrand. Firebrands behaviour is performed in two configurations of wildland fire : - a group of burning trees which combustion area and buoyant plume are obtained from a two-phase multi-class 3D model submitted to a lateral wind ; - a fire line which gaseous 2D flow is approached by an integral model of conservation equations in buoyant plume. Calculations allow to extract the influence of main characteristics of fire (fire intensity, wind velocity) and initial physical properties of firebrands (diameter, thickness, density, char conversion) on their landing distance and remaining mass at landing, as well as on landing and burning criteria of firebrands. Results reveal the existence of a ground-level bimodal distribution of brands : - the most of them which reach the ground in flaming state on receptive fuel bed near front fire and present a great fire danger ; - and the others land on the ground in charring state far away from the fire. A law of distribution is obtained for short-distance firebrands and allows to estimate, among other things, the mean distance of spotfires.

Keywords: fire, firebrand, spotfire, plume

